PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 24. 15. Dezember 1921. Redaktionsschluß für No. 1 am 15. Dezember 1921. 22. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

O. Kohl, Die Rotverschiebung der Spektrallinien der Sterne des Taurusstromes. S. 665.

Vorträge und Diskussionen des deutschen Physikertages in Jena vom 18.–24. September 1921:

J. Eggert u. W. Noddack, Anwendung der Quantentheorie auf die photographische Trockenplatte. S. 673.

F. Weigert, Über das Einsteinsche photochemische Äquivalenzgesetz. S. 674.

R. Schachenmeier, Das elektromagnetische Feld einer strahlenden, schwach gedämpften Antenne. S. 676.

H. Gerdien, Über einen akustischen Schwinger. S. 679.

H. Reichenbach, Bericht über eine Axiomatik der Einsteinschen Raum-Zeit-Lehre. S. 684.

Besprechungen:

M. Centnerszwer, Das Radium und die Radioaktivität. S. 687.

W. Bein, Das chemische Element, seine Wandlung und sein Bau als Ergebnis wissenschaftlicher Forschung. S. 688.

G. Berndt, Physikalisches Wörterbuch. S. 688.

Personalien. S. 688.

Angebote. S. 688.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Rotverschiebung der Spektrallinien der Sterne des Taurusstromes.

Von O. Kohl.

Der wichtigste Gründpfeiler, auf dem Einstein die allgemeine Relativitätstheorie aufgebaut hat, ist das Äquivalenzprinzip, nach welchem zwei Systeme, von denen das eine ruhend sich in einem homogenen Schwerefeld befindet, das andere in einem von Gravitationsfeldern freien Raume eine gleichförmig beschleunigte Bewegung ausführt, in bezug auf alle sich in ihnen abspielenden physikalischen Prozesse vollständig gleichwertig sind. Diese Hypothese hat eine wichtige Erscheinung zur Folge, die sich durch die Beobachtung prüfen läßt, und die somit zur Entscheidung über die Richtigkeit des Äquivalenzprinzipes beitragen kann. Die Frequenz einer Spektrallinie, welche auf einem Stern erzeugt und von einem irdischen Beobachter bestimmt wird, ist nämlich von der Differenz der Gravitationspotentiale an der Erdoberfläche und auf dem Stern abhängig, so daß die Linien stellaren Ursprungs gegenüber den gleichen irdischen eine Schwingungsdifferenz aufweisen, die gegeben ist durch

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Phi_E - \Phi_*}{c^2},$$

wobei ν und $\Delta\nu$ Frequenz und ihre Änderung, Φ_E und Φ_* Gravitationspotential für die Erde und den Stern und c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet. Für Erde und Sonne ergibt sich die Änderung der Frequenz der solaren Spektrallinien zu

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = -2{,}12 \times 10^{-6},$$

d. h. eine Verschiebung der Sonnenlinien gegenüber den entsprechenden im irdischen Laboratorium erzeugten nach Rot im Betrag von 0,011 AE bei λ 5000 AE. Dieser Verschiebung der Sonnenlinien nach dem roten Spektralteile entspricht, wenn man sie als Dopplereffekt deuten würde, eine Bewegung der Sonnengase mit einer Geschwindigkeit von 0,635 km/sec von der Erde hinweg.

Die Größe dieser Rotverschiebung der Sonnenlinien liegt sehr wohl im Bereich der Nachweisbarkeit mit den heutigen Instrumenten und Beobachtungsmethoden. Es zeigt sich aber, daß die Wellenlängen der Sonnenlinien durch die in der Sonnenatmosphäre herrschenden Verhältnisse zum Teil in unkontrollierbarer und unbekannter Weise verändert sind, so daß sich der gesuchte Gravitationseffekt nicht so leicht und einwandfrei nachweisen läßt, als man auf den ersten Blick erwartet. Die Resultate der Beobachtungsreihen von Schwarzschild[1]), Evershed und Royds[2]), St. John[3]), Grebe und Bachem[4]), Pérot[5]) u. a., die alle den Nachweis dieser Rotverschiebung der Sonnenlinien bezwecken, widersprechen sich nämlich insofern, als St. John keine Verschiebung findet, Schwarzschild etwa ein Drittel und die anderen Beobachter den vollen von der Theorie geforderten Betrag. Worin die Ursache dieser Unstimmigkeit zu suchen ist, läßt sich nicht ohne weiteres angeben, aber wahrscheinlich werden es in der Hauptsache lokale Strömungen der Sonnengase, sowohl in vertikaler als auch in horizontaler Richtung sein, welche einen Dopplereffekt erzeugen, der sich über den gesuchten Gravitationseffekt lagert und ihn nicht immer in seiner vollen Größe erkennen läßt. Jedenfalls kann man aus den vorliegenden Untersuchungen nur den Schluß

1) Sitzungsber. Berl. Akad. 1914 II, S. 1201.
2) Kodaik. Bull. **39**, 1914; **64**, 1920; Observ. **41**, 531; **43**, 153, 158.
3) Ap. Journ. **46**, 249, 1917; Ann. Rep. Mt. Wils. 1920, S. 226.
4) Verh. D. Phys. Ges. **21**, 254, 1919; Zeitschr. f. Phys. **1**, 51, 1920; **4**, 105.
5) C. R. **171**, 229.

ziehen, daß die Frage der Gravitationsverschiebung der Sonnenlinien noch eine offene ist, und daß zu ihrer Klärung noch weitere sorgfältig mit entsprechenden Hilfsmitteln durchgeführte Beobachtungsreihen erforderlich sind.

Bei dem großen Interesse, das der allgemeinen Relativitätstheorie heute entgegengebracht wird, und der Wichtigkeit gerade der Existenz der Rotverschiebung der Spektrallinien im hohen Schwerepotential, ist es erklärlich, daß man noch andere Wege gesucht hat, diese Rotverschiebung nachzuweisen. Neben der Sonne kommen dafür nur noch Sterne in Betracht, die allein über ein so großes Gravitationspotential verfügen, daß die Beeinflussung ihrer Spektrallinien merkbar werden kann. Wenn auch unsere Kenntnis über die Massen und Dichten der Sterne noch sehr dürftig ist, so können wir aus unseren Erfahrungen doch soviel schließen, daß manche Sterne sehr wohl noch ein höheres Schwerepotential als die Sonne haben, so daß für sie der Gravitationseffekt also größere Beträge erreicht als für die Sonne, sich eventuell auch leichter zu erkennen gibt als bei dieser. Von einer quantitativen Prüfung muß man freilich wegen der angeführten Gründe von vornherein absehen. Im günstigsten Falle wird eine qualitative Prüfung möglich sein, und auch dieser stellen sich im allgemeinen nicht zu überwindende Schwierigkeiten entgegen. Von lokalen Strömungen der Gase in den Sternatmosphären wird man nicht viel zu befürchten brauchen, denn bei einem Stern haben wir es — im Gegensatz zur Sonne — mit dem Gesamtlicht der uns zugekehrten Halbkugel zu tun, und daher werden solche lokale Strömungen nur ganz geringen Einfluß auf die Wellenlängen der Spektrallinien haben. Kommen aber systematische Bewegungen der Gase über die Gesamtoberfläche in Betracht, wie man das neuerdings für die Veränderlichen des δ Cephei-Typus anzunehmen geneigt ist, so werden sich diese in einer scheinbaren Veränderlichkeit der Radialgeschwindigkeit des betreffenden Sternes bemerkbar machen. Solche Sterne wird man von der Untersuchung leicht ausschließen können. Die Schwierigkeit des Nachweises der Rotverschiebung der Spektrallinien der Sterne liegt vielmehr darin, daß sich diese — da sie proportional der ersten Potenz der Wellenlänge ist — vollkommen mit dem durch die relative Bewegung des Sternes gegen die Erde erzeugten Dopplereffekt vermischt, von dem sie im allgemeinen nicht getrennt werden kann. Bisher haben wir jede Linienverschiebung in den Sternspektren als kinematischen Dopplereffekt gedeutet, und wir besitzen vorläufig kein Mittel, darüber zu entscheiden, wieviel auf die Gravitationswirkung zu setzen ist. Nur in besonders günstigen Fällen wird das unter gewissen mehr oder weniger wahrscheinlichen Annahmen möglich, aber die Resultate haben auch dann noch — vorläufig wenigstens — qualitativen Charakter.

Eine solche Trennung der beobachteten Linienverschiebungen in den Sternspektrogrammen in einen Dopplereffekt und einen Gravitationseffekt sucht Freundlich[1]) bei den Heliumsternen der Oriongruppe durchzuführen. Die Massen dieser Sterne übertreffen nach unseren bisherigen Erfahrungen die Sonnenmasse um ein Vielfaches, so daß man für sie einen merkbaren Gravitationseffekt erwarten kann. Nach den Untersuchungen Kapteyns[2]) bilden die Mehrzahl der im Orion befindlichen Heliumsterne eine ausgedehnte zusammengehörige Gruppe, die mit dem großen Orionnebel sehr wahrscheinlich in physischem Zusammenhang steht. Nimmt man an, daß sich alle diese Sterne gemeinsam mit dem Nebel durch den Raum bewegen, sie relativ zu diesem also in Ruhe sind, im Nebel gewissermaßen schwimmen, so kann man aus den beobachteten Radialgeschwindigkeiten der einzelnen Objekte einen Schluß auf das Vorhandensein eines Gravitationseffektes ziehen. Das Gravitationspotential der einzelnen Sterne ist größer als das des Nebels, die Spektrallinien der Sterne müssen also im Vergleich zu den Linien des Nebels nach Rot verschoben sein, was sich dadurch zeigen wird, daß die beobachteten Radialgeschwindigkeiten der Sterne im positiven Sinne von der des Nebels abweichen werden. Freundlich findet in der Tat eine solche Abweichung im Betrag von + 6,0 km/sec im Mittel für 13 Sterne. Wenn die Annahme der Gleichförmigkeit und Parallelität der Bewegungen der Sterne und des Nebels der Wirklichkeit entspricht, so ist auf diesem Wege der Nachweis der Rotverschiebung der Spektrallinien möglich. Es scheint mir aber, daß gerade diese Annahme nicht so sicher fundiert ist, daß man das gefundene Resultat als beweiskräftig und überzeugend ansehen muß. Die Radialgeschwindigkeit des Nebels ist nur für dessen hellste Stelle bestimmt, und die von mehreren Beobachtern gefundenen Werte sind in befriedigender Über-

1) Diese Zeitschr. **20**, 561, 1919.
2) Ap. Journ. **40**, 43. Contr. fr. Mt. Wils. Nr. 82; Ap. Journ. **47**, Contr. fr. Mt. Wils. Nr. 147.

einstimmung. Nach Beobachtungen von Buisson, Fabry, Bourget[1]) und Frost[2]) liegen die Radialgeschwindigkeiten von ganz in der Nähe gelegenen Stellen aber zwischen + 24,9 und + 9,7 km/sec, so daß man auf Rotation wenigstens in diesem inneren, dichtesten Teile des Nebels schließen muß. Wie sich die weit außen liegenden kaum sichtbaren Teile in der Nähe der benutzten Sterne verhalten, entzieht sich vollkommen unserer Kenntnis. Die Eigenbewegungen der verwendeten Sterne sind alle sehr klein und etwa von der Größenordnung 0″,01. Für den Nebel sind genaue Daten nicht vorhanden; nach Beobachtungen auf dem Mt. Wilson[3]) ist seine Eigenbewegung 0″,006 und erfolgt unter einem Positionswinkel von 110 Grad, während Comas Sola[4]) 0″,025 und als Positionswinkel einen um rund 180 Grad von dem Mt. Wilson Wert verschiedenen angibt. Die von Freundlich gemachten Annahmen können vielleicht zutreffend sein, aber zwingend begründet durch das vorliegende Beobachtungsmaterial sind sie nicht, so daß der für die Sterne gefundene Überschuß der Radialgeschwindigkeiten über die des Nebels immerhin noch durch eine größere räumliche Geschwindigkeit der Sterne bedingt sein kann.

Ein viel sichereres Material für solche Untersuchungen liefern die Sternfamilien, von denen wir mit Bestimmtheit wissen, daß die zu einer solchen gehörigen Sterne sich alle mit gleicher Geschwindigkeit parallel zueinander durch den Raum bewegen, denn eingehende Untersuchungen über die Eigenbewegungen und Radialgeschwindigkeiten der Sterne dieser Familien haben ihre physische Zusammengehörigkeit immer wieder mit Sicherheit erkennen lassen, und eine weitere kräftige Stütze findet die Annahme der Gleichförmigkeit und Parallelität der Bewegung in der Übereinstimmung der beobachteten Parallaxen der einzelnen Familienmitglieder mit den aus der Strombewegung berechneten. Bei diesen Sternströmen, von denen ich als bekannteste nur die Bärenfamilie und den Taurusstrom nenne, können wir unter gewissen Bedingungen die Existenz des über den Dopplereffekt gelagerten Gravitationseffektes wenigstens qualitativ nachweisen.

Wenn der Zielpunkt der Bewegung und die Radialgeschwindigkeit wenigstens eines Sternes bekannt sind, so kann man die Stromgeschwindigkeit relativ zur Sonne angeben, denn ist Δ der Abstand des betreffenden Sternes vom Zielpunkt, v seine beobachtete Radialgeschwindigkeit und ρ die Stromgeschwindigkeit, so ist

$$\rho = v \cdot \sec \Delta.$$

Da sich alle Sterne gleich schnell durch den Raum bewegen, müssen auch alle beobachteten Radialgeschwindigkeiten innerhalb der Beobachtungsfehler identische Werte von ρ ergeben. Kommen in einer Sternfamilie aber sowohl Riesen als Zwerge vor, so wird die aus den Riesen abgeleitete Stromgeschwindigkeit sich systematisch von der aus den Zwergen gefundenen unterscheiden.

Denn nach der Theorie[1]) von Russell, Hertzsprung und Eddington sind die Riesen durch große Masse und geringe Dichte ausgezeichnet, während die Zwerge kleine Masse und größere Dichte haben. Die Größe der Gravitationsverschiebung γ einer Spektrallinie ist proportional dem Schwerepotential an der Oberfläche des Sternes, von dem sie emittiert wird, und ist bestimmt durch

$$\gamma = \sqrt[3]{m^2 \delta},$$

wobei m und δ Masse und Dichte des Sternes sind, und als Einheiten die für die Sonne geltenden Werte genommen sind. Nachstehende Tabelle gibt eine Übersicht über den Verlauf der in km/sec umgerechneten Rotverschiebung als Funktion von Masse und Dichte eines Sternes. Während bei der Sonne eine Rotverschiebung von 0,63 km/sec vorhanden ist, beträgt sie für einen Stern von 25-facher Sonnenmasse und dem zehnten Teile der Sonnendichte schon 2,48 km/sec.

Tabelle I.

m \ δ	0,001	0,01	0,1	1,0	1,5	2,0
0,5	0,04	0,08	0,18	0,40	0,46	0,51
1,0	0,06	0,13	0,29	0,63	0,72	0,79
5,0	0,18	0,39	0,84	1,84	2,10	2,32
10,0	0,29	0,62	1,34	2,92	3,32	3,68
25,0	0,55	1,13	2,48	5,39	6,14	6,8
40,0	0,74	1,59	3,45	7,43	8,51	9,4

Wenn also $m^2\delta$ für die Riesen wegen der viel größeren Masse einen merkbar größeren Wert hat als für die Zwerge, so werden ihre Radialgeschwindigkeiten durch den Gravitationseffekt in stärkerem Maße beeinflußt sein als die der Zwerge. Zwar nimmt im Laufe seiner Entwicklung ein Stern, den wir jetzt als Riesen beobachten, in ferner Zukunft einmal Zwerg-

1) Ap. Journ. **40**, 241, 1914.
2) Pop. Astr. **23**, 485, 1915.
3) Ann. Rep. Mt. Wils. 1919, S. 240.
4) C. R. **162**, 414.

1) Nature **93**, 227, 258, 281; Observ. **36**, 324; **37**, 165; M. N. **75**, 326; **81**, 342ff.

charakter an, und da kein Grund vorhanden ist anzunehmen, daß sich seine Masse während dieses Entwicklungsganges merkbar verringert, so würde für ihn $m^2\delta$ dann einen größeren Wert haben als in seinem Riesenzustand. Ob unter den bisher beobachteten Zwergen vom K- oder M-Typus aber solche sind, die eine so große Masse besitzen, daß sie früher einmal B- oder A-Sterne gewesen sind, wissen wir nicht, jedenfalls nimmt man im allgemeinen an, daß die beobachteten Zwerge der Spektralklassen K und M nur geringe Massen haben, die bedeutend kleiner sind als die der Riesen vom gleichen Typus, so daß $m^2\delta$ bei ihnen auch trotz der größeren Dichte doch beträchtlich kleiner sein wird als bei den Riesen. Für eine Sternfamilie, deren Mitglieder physisch miteinander verknüpft sind, ist die Annahme wohl auch nicht unberechtigt, daß alle ihre Sterne nahe gleiches Alter haben, und daß die in ihr vorkommenden K- und M-Zwerge diesen Zustand nur deshalb schon erreicht haben, weil sie eben geringe Masse haben, während die Entwicklung der massigeren Sterne noch auf dem aufsteigenden Ast sein wird und etwa bis G, F und A fortgeschritten ist. Man kann also von diesem Gesichtspunkt aus erwarten, daß das Gravitationspotential der Riesen vom Typus G und K wegen ihrer viel größeren Masse beträchtlich von dem der Zwerge desselben Typus verschieden sein wird, und die Folge davon ist, daß die Radialgeschwindigkeiten der Riesen im Vergleich mit denen der Zwerge systematisch nach der positiven Seite verfälscht erscheinen. Bestimmt man also die Stromgeschwindigkeit einer Sternfamilie einmal aus den in ihr vorkommenden Riesen, dann aus ihren Zwergen, und findet man einen Unterschied in dem Sinne, daß die Riesen eine Geschwindigkeit ergeben, welche im positiven Sinne von der aus den Zwergen gefundenen abweicht, so kann man dieses Resultat als Folge des stärkeren Gravitationseffektes der Riesen gegenüber den Zwergen erklären. Dadurch kann also die Existenz dieses Effektes wenigstens qualitativ nachgewiesen werden.

Die Bärenfamilie kommt für eine solche Untersuchung nicht in Betracht, denn ihre Sterne gehören alle der Spektralklasse A an, für welche der Unterschied zwischen Riesen und Zwergen sehr gering ist. Man kann daher nicht erwarten, daß der Gravitationseffekt für die einzelnen Sterne so stark verschieden ist, daß er sich in der ausgeführten Weise zu erkennen gibt.

Viel günstiger liegen die Verhältnisse beim Taurusstrom. Er enthält Sterne aller Spektralklassen[1]) von A bis K, vielleicht auch M-Sterne, und eine Gruppierung nach der absoluten Helligkeit läßt eine Trennung in Riesen und Zwerge deutlich erkennen (Tabelle III).

Die physische Zusammengehörigkeit eines großen Teiles der Hyadengruppe zu einer Sternfamilie erkannte zuerst L. Boss[2]) der im Jahre 1908 zeigte, daß die Eigenbewegungen von 39 Sternen dieses offenen Haufens alle nach dem Punkte $\alpha\ 6^h 8^m{,}5$, $\delta + 6^0\ 56'$ (1900,0) gerichtet sind, die Sterne sich also alle parallel zueinander durch den Raum bewegen. Er zeigte ferner, daß die Größe der beobachteten Eigenbewegungen den Schluß rechtfertigt, daß alle Sterne sich mit derselben Geschwindigkeit bewegen und leitete aus den damals bekannten Radialgeschwindigkeiten von drei Sternen die Gruppengeschwindigkeit zu + 44,4 km/sec und daraus die Parallaxen der einzelnen Sterne ab. Von Kapteyn und de Sitter[3]) wurden eine größere Anzahl vor allem schwacher Sterne angegeben, deren Zugehörigkeit zur Gruppe nach Größe und Richtung ihrer Eigenbewegungen mehr oder weniger wahrscheinlich ist. Von ihnen wurde auch die mittlere Parallaxe[4]) der Familie auf photographischem Wege bestimmt und in ausgezeichneter Übereinstimmung mit der von Boss aus der Stromgeschwindigkeit berechneten gefunden. Eine neue Ableitung des Zielpunktes der Bewegung und der Stromgeschwindigkeit führte 1912 Wilson[5]) aus. Ihm standen die Radialgeschwindigkeiten von 8 auf der Lick-Sternwarte beobachteten Sternen zur Verfügung. Er findet als Koordinaten des Zielpunktes $\alpha\ 6^h 13^m\ 28^s$ $\delta + 7^0\ 4'$ (1900,0) und die Stromgeschwindigkeit relativ zur Sonne $\rho = +44{,}5$ km/sec. Eine weitere Bestimmung der Stromgeschwindigkeit ist 1920 von Adams, Joy und Strömberg[6]) ausgeführt worden, welche die Radialgeschwindigkeiten von 19, wohl zum größten Teile auf dem Mt. Wilson beobachteten Sternen verwenden konnten. Sie finden aus diesem Material $\rho = +39$ km/sec.

Um möglichst genaue und einheitliche Daten für die vorliegende Untersuchung zur Verfügung zu haben, habe ich die Bewegung der Gruppe erneut untersucht unter streng rechnerischer Behandlung des Beobachtungs-

1) A. N. **211**, 289.
2) A. Journ. Nr. 604, Bd. **26**, 31, 1908.
3) Publ. Gron. **14**, 1904.
4) Publ. Gron. **23**, 1909.
5) Pop. Astr. **20**, 359.
6) Publ. Astr. Soc. Pac. **32**, 195, 1920

Tabelle II.

Nr.	Gron. 14	B. D.	Bezeichnung	α (1900,0)	δ (1900,0)	100 μ
1	2	3	4	5	6	7
1*	. . .	16° 523	Pi. 187	3h47m27s	+ 17° 1',8	14",7
2*	. . .	17 666	Pi. 215	3 55 3	+ 17 54,7	14 ,0
3*	. . .	7 592	Pi. 234	3 58 32	+ 7 55,2	15 ,9
4*	. . .	5 601	Br. 566	4 6 1	+ 5 15,8	14 ,2
5	1	15 603	Br. 572	4 10 6	+ 15 9,0	12 ,3
6*	. . .	21 618	Br. 576	4 12 28	+ 21 20,1	11 ,2
7	28	15 612	γ Tauri	4 14 6	+ 15 23,2	12 ,0
8	34	13 663	Br. 585	4 14 20	+ 13 47,6	12 ,0
9	44	13 665	. . . . .	4 15 15	+ 13 37,5	11 ,9
10*	56	14 687	. . . . .	4 15 50	+ 14 10,3	10 ,0
11	79	17 712	δ Tauri	4 17 10	+ 17 18,5	11 ,5
12	87	16 586	Br. 596	4 17 41	+ 16 32,0	11 ,4
13	107	17 714	Br. 597	4 18 20	+ 17 12,6	12 ,4
14	120	14 693	. . . . .	4 18 33	+ 14 31,6	11 ,1
15	122	10 591	. . . . .	4 18 37	+ 10 50,9	10 ,3
16	123	16 592	. . . . .	4 18 44	+ 16 39,3	13 ,0
17*	. . .	21 642	$\varkappa$ Tauri	4 19 24	+ 22 3,9	11 ,2
18	. . .	21 643	Br. 600	4 19 28	+ 21 58,3	13 ,1
19	143	17 719	Br. 601	4 19 42	+ 17 42,0	11 ,1
20	150	15 621	Br. 603	4 19 55	+ 15 42,7	11 ,5
21*	. . .	22 696	ν Tauri	4 20 19	+ 22 35,2	12 ,3
22	163	15 624	. . . . .	4 20 24	+ 15 17,8	12 ,0
23	170	15 625	Br. 605	4 20 30	+ 15 23,5	11 ,7
24	190	. . . . .	. . . . .	4 21 21	+ 15 8,7	9 ,1
25*	. . .	21 647	Pi. 82	4 22 5	+ 21 23,8	11 ,8
26	212	14 699	. . . . .	4 22 7	+ 14 11,5	9 ,4
27	222	14 702	Br. 611	4 22 43	+ 14 31,1	11 ,1
28*	. . .	18 640	ε Tauri	4 22 40	+ 18 57,5	12 ,0
29*	224	15 631	ϑ^1 Tauri	4 22 52	+ 15 44,4	10 ,8
30*	227	15 632	ϑ^2 Tauri	4 22 57	+ 15 38,9	10 ,7
31	228	16 606	. . . . .	4 23 2	+ 17 3,8	12 ,1
32*	. . .	12 598	Br. 614	4 23 14	+ 12 49,6	11 ,2
33	242	16 609	. . . . .	4 24 13	+ 16 27,1	10 ,8
34	251	15 637	Br. 619	4 24 50	+ 15 58,6	11 ,6
35	255	15 639	Br. 620	4 24 57	+ 15 28,5	10 ,9
36	. . .	13 690	Br. 621	4 25 0	+ 13 30,4	11 ,0
37	258	15 640	. . . . .	4 25 3	+ 15 55,9	12 ,9
38	282	15 645	Br. 623	4 26 9	+ 15 38,2	10 ,9
39	283	. . . . .	. . . . .	4 26 11	+ 15 17,0	14 ,5
40	297	15 647	. . . . .	4 27 16	+ 15 36,4	13 ,8
41	306	16 620	. . . . .	4 27 53	+ 16 33,1	10 ,8
42	315	14 720	ϱ Tauri	4 28 10	+ 14 38,1	10 ,4
43	317	14 721	. . . . .	4 28 17	+ 14 57,2	12 ,5
44	325	15 651	. . . . .	4 28 53	+ 15 17,8	12 ,0
45	342	16 630	. . . . .	4 30 15	+ 16 20,1	7 ,9
46	343	15 654	. . . . .	4 30 23	+ 15 28,7	12 ,0
47	371	15 661	Br. 638	4 32 20	+ 15 50,0	9 ,4
48*	. . .	12 618	Br. 639	4 32 34	+ 12 18,6	10 ,5
49*	385	15 666	σ^2 Tauri	4 33 33	+ 15 43,2	8 ,4
50	. . .	7 681	Pi. 146	4 33 41	+ 7 40,3	8 ,2
51	393	16 640	. . . . .	4 34 41	+ 16 19,2	14 ,7
52	. . .	10 621	Pi. 169	4 38 53	+ 10 57,9	9 ,8
53*	. . .	18 743	Br. 666	4 45 31	+ 18 40,2	9 ,2
54*	. . .	15 715	Br. 694	4 54 0	+ 15 46,0	10 ,4
55*	. . .	21 751	ι Tauri	4 57 7	+ 21 26,8	8 ,2
56*	. . .	9 743	Br. 716	5 3 49	+ 9 42,1	7 ,4

materials zur Ableitung des Zielpunktes der Bewegung.

In Tabelle II ist eine Zusammenstellung der Sterne aus Kapteyns Liste gegeben, die nach meinen Rechnungen mit großer Wahrscheinlichkeit zum Taurusstrom gehören. Die einzelnen Spalten der Tabelle sind durch ihre Überschrift genügend gekennzeichnet; sofern besondere Erläuterungen nötig sind, werden sie weiter unten gegeben werden. Die in Spalte 7 angeführten 100jährigen Eigenbewegungen wurden entweder dem P. G. C. von Boss entnommen oder, soweit sie in diesem nicht vorkamen, aus Gron. Publ. 14 unter Berücksichtigung der dort gegebenen Korrektionen.

Die Richtungen der Eigenbewegungen von Sternen, die sich parallel zueinander durch den Raum bewegen, konvergieren infolge der per-

Tabelle II.

Nr.	ψ_B	$\Delta\psi = B - R$	Δ	Größenklasse scheinb.	Größenklasse abs.	Hell. $\odot = 1$	Spektrum	v
	8	9	10	11	12	13	14	15
1	103° 0′	+ 2″ 38	35° 38′.4	5,96	2.86	11,4	F	var.?
2	105 20	+ 2 38	34 2,4	5,76	2,66	13,7	F	. . . . .
3	85 41	— 2 1	32 16,1	5,48	2,38	17,7	A	+ 32,9
4	84 44	+ 1 24	30 37,3	5,71	2,61	14,3	F	. . . . .
5	101 40	+ 1 2	20 57,0	0,35	3,25	7,9	F	. . . . .
6	110 23	— 0 47	31 0,3	5,56	2,46	16,4	A 5	var.?
7	103 0	+ 1 23	29 2,9	3,86	0,76	78,7	G 8	+ 38,3
8	103 28	+ 4 40	28 42,5	5,59	2,49	16,0	F 1	. . . . .
9	98 38	+ 0 2	28 27,8	6,14	3,04	9,6	F 7	. . . . .
10	101 57	+ 2 15	28 23,2	6,71	3,61	5,7	F 6	. . . . .
11	106 42	+ 1 11	28 46,8	3,03	0,83	73,8	G 8	+ 38,7
12	106 22	+ 2 6	28 28,0	5,08	2,58	14,7	A 5	+ 36,4
13	109 19	+ 3 45	28 29,2	4,84	1,74	31,9	F 0	+ 38,0
14	101 25	+ 0 42	27 49,5	7,8	4,7	2,1	G 3	. . . . .
15	100 6	— 4 53	28 19,6	8,0	4,9	1,7	F 8	. . . . .
16	107 30	+ 2 51	28 15,0	8,2	5,1	1,4	G 2	. . . . .
17	115 25	+ 1 25	20 53,9	4,36	1,26	49,7	A 3	+ 40,5
18	117 9	+ 3 17	20 50,8	5,42	2,32	18,7	A 2	. . . . .
19	103 2	— 3 41	28 18,6	4,24	1,14	55,5	A 2	+ 36,4
20	104 38	+ 1 30	27 44,8	6,39	3,29	7,7	G 0	. . . . .
21	114 54	— 0 10	29 55,4	4,40	1,30	47,9	A 5	var
22	100 5	— 2 22	27 32,5	7,43	4,33	2,9	G 0	. . . . .
23	103 19	+ 0 39	27 30,2	4,60	1,50	39,8	F 2	. . . . .
24	99 28	— 2 51	27 17,1	9,7	6,6	0,36	. . . .	. . . . .
25	112 26	— 1 11	29 3,6	5,74	2,64	13,9	A	+ 35,7
26	102 16	+ 1 39	26 54,9	8,8	5,7	0,83	. . . .	. . . . .
27	100 54	— 0 26	26 50,0	5,97	2,87	11,3	F 2	var.?
28	108 26	— 1 11	28 0,7	3,63	0,53	97,3	G 8	+ 38,9
29	105 4	+ 1 21	27 3,8	4,04	0,94	66,7	G 9	+ 37,5
30	103 31	— 0 2	27 1,3	3,62	0,52	98,2	F 1	+ 42,0
31	109 20	+ 3 6	27 12,0	7,8	4,7	2,1	G 1	. . . . .
32	99 18	+ 1 13	26 25,4	5,12	2,02	24,7	A 7	. . . . .
33	109 26	+ 4 7	27 35,5	8,7	5,6	0,91	. . . .	. . . . .
34	105 57	+ 1 23	26 39,8	4,84	1,74	31,9	A 8	var.
35	105 57	+ 2 23	26 30,7	5,49	2,39	17,5	A 9	+ 38,4
36	100 29	+ 0 48	26 6,3	5,49	2,39	17,5	F 2	+ 39,2
37	101 40	— 2 49	26 36,1	6,66	3,56	6,0	F 7	. . . . .
38	106 27	+ 2 20	26 16,3	6,04	2,94	10,6	F 3	. . . . .
39	102 19	— 1 6	26 10,7	9,9	6,8	0,30	. . . .	. . . . .
40	102 32	— 1 44	26 0,2	8,6	5,5	1,0	. . . .	. . . . .
41	102 52	— 3 23	26 6,6	9,0	5,9	0,69	. . . .	. . . . .
42	104 26	— 1 7	25 56,3	4,75	1,65	34,7	F 1	var
43	100 8	— 3 0	25 36,6	8,6	5,54	0,96	. . . .	. . . . .
44	109 2	+ 5 0	25 33,0	8,6	5,5	1,0	G 1	. . . . .
45	103 52	— 2 27	25 30,2	9,8	6,7	0,33	. . . .	. . . . .
46	101 30	— 3 6	25 18,7	9,0	5,9	0,69	. . . .	. . . . .
47	108 3	+ 2 18	24 51,7	5,80	2,70	13,2	F 3	+ 35,6
48	95 30	— 2 42	24 5,8	4,30	1,20	52,5	A 5	. . . . .
49	103 42	— 2 3	24 34,3	4,85	1,75	31,6	A 8	. . . . .
50	99 42	+ 2 56	23 34,7	5,55	2,45	16,6	A	var.
51	103 45	— 3 20	24 28,7	9,4	6,3	0,49	. . . .	. . . . .
52	98 13	+ 2 23	22 23,7	5,35	2,25	20,0	A	+ 38,8
53	113 12	— 2 0	22 55,2	5,12	2,02	24,7	A 5	. . . . .
54	109 8	— 1 55	19 54,9	6,70	3,60	5,8	. . . .	. . . . .
55	125 6	— 0 14	21 57,8	4,70	1,60	36,3	A 5	+ 42,0
56	94 38	— 0 24	16 10,3	5,42	2,32	18,7	A	var.?

spektivischen Wirkung für einen Beobachter auf der Erde nach einem Punkt der Sphäre, dem Zielpunkt der Bewegung. Die Lage dieses Konvergenzpunktes kann um so genauer bestimmt werden, je ausgedehnter die Sterngruppe ist, da nur die Richtungen der Eigenbewegungen von weit auseinander stehenden Sternen merklich voneinander abweichen, während für Sterne in der Mitte der Gruppe diese Richtungen alle nahe einander parallel sind, ihr Schnittpunkt also nur sehr ungenau bestimmt werden kann.

Zur Ableitung der Lage des Konvergenzpunktes suchte ich 19 Sterne mit gut bestimm-

ten Eigenbewegungen aus, wobei besondere Rücksicht auf eine günstige Verteilung dieser Sterne über die ganze Gruppe genommen wurde, so daß eine sichere Bestimmung des Zielpunktes der Bewegung gewährleistet war. Die für diese Rechnung verwendeten Sterne sind in Tabelle II mit einem Sternchen versehen. Bei der Ableitung des Konvergenzpunktes bediente ich mich der von Bessel[1]) zur Bestimmung des Apex der Sonnenbewegung vorgeschlagenen Methode, deren rechnerische Ausarbeitung von Harzer[2]), Kobold[3]) und Newcomb[4]) gegeben worden ist. Sind die Eigenbewegungen einer Anzahl Sterne genau nach einem Punkt gerichtet, so liegen die Pole der größten Kreise, in welchen die Eigenbewegungen geschehen, alle auf einem größten Kreise. Von den beiden Polen dieses größten Kreises ist der eine der Konvergenzpunkt der Eigenbewegungen. In der Praxis werden infolge der Beobachtungsfehler der Eigenbewegungen die Pole ihrer Richtungen nicht genau auf einem Großkreis der Sphäre liegen, sie werden sich um einen solchen aber dicht gruppieren. Es kommt darauf an, denjenigen größten Kreis zu bestimmen, der sich den einzelnen Polen am besten anschmiegt.

Die Rechnung nach der von Newcomb entwickelten Methode ergibt für die Lage des Konvergenzpunktes:

$$\alpha = 6^h\,8^m\,53^s \quad \delta = +\,7^0\,55'\,7'' \quad (1900{,}0).$$

Die Darstellung der Beobachtungen mit diesen Koordinaten ist unter $\Delta\psi$ gegeben. Alle Sterne der Kapteynschen Liste, für welche $\Delta\psi$ größer als 5^0 ist, habe ich nicht mit in Tabelle II aufgenommen. Neuere Bestimmungen der Eigenbewegungen dieser Sterne können aber sehr wohl zu Werten führen, welche die Zugehörigkeit auch dieser Sterne zum Taurusstrom sicherstellen. Spalte 10 enthält die Abstände Δ der einzelnen Sterne vom Konvergenzpunkt, und unter v ist in Spalte 15 die beobachtete Radialgeschwindigkeit eingetragen. Die Radialgeschwindigkeiten der Sterne 25, 27, 35, 36, 47 und 52 verdanke ich einer brieflichen Mitteilung von Herrn Prof. I. S. Plaskett in Victoria, Canada, der mir die bisher noch unveröffentlichten Werte in liebenswürdigster Weise zur Verfügung stellte und dadurch viel zum Gelingen dieser Untersuchung beigetragen hat. Ich möchte ihm auch hier für sein Entgegenkommen meinen verbindlichsten Dank aussprechen. Spektroskopische Doppelsterne sind durch var. gekennzeichnet; liegt eine Bahnbestimmung vor, wie bei Nr. 12 und 30, so ist die Schwerpunktsgeschwindigkeit eingetragen.

Zum Nachweis der Gravitationswirkung auf die Spektrallinien ist es — wie oben ausgeführt wurde — erforderlich, eine Trennung der Sterne in Riesen und Zwerge vorzunehmen, wobei als Erkennungszeichen die absolute Größe oder besser die absolute Helligkeit in Einheiten der Sonnenhelligkeit dient, welche den Unterschied zwischen Riesen und Zwergen noch deutlicher hervortreten läßt. In Tabelle III ist eine solche Zusammenstellung der Sterne nach ihrer absoluten Helligkeit gegeben, wobei die Tabelle die Nummern der Sterne enthält, deren Helligkeit in das angegebene Intervall fällt.

Tabelle III.

Verteilung der Sterne nach absoluter Helligkeit.

Abs. Heli. in Sonneneinheiten	Nummer der Sterne	Mittlere abs. Heli.
$\leq 1{,}0$	24 26 33 39 40 41 43 44 45 46 51	0,7
1,1—5,9	10 14 15 16 22 31 54	3,1
6,0—20,9	1 2 3 4 5 6 8 9 12 18 20 25 27 36 37 38 47 50 52 56	14,0
21,0—49,9	13 17 21 23 32 34 42 49 53 55	35,0
≥ 50	7 11 19 28 29 30 48	74,7

Die Sterne der ersten Zeile, deren mittlere absolute Helligkeit nur 0.7 der Sonnenhelligkeit beträgt, sind ganz gewiß Zwerge, während die der letzten Reihe, die im Mittel 75mal so hell sind als die Sonne, unzweifelhaft Riesen sind. Diese beiden Gruppen sind für den Nachweis des Gravitationseffektes am besten geeignet, aber leider erlaubt das vorhandene Beobachtungsmaterial nicht, den Vergleich mit diesen Sternen durchzuführen, da Radialgeschwindigkeiten der ausgesprochenen Zwerge noch nicht veröffentlicht sind. Ich muß mich daher damit begnügen, eine Teilung der Sterne in zwei Gruppen vorzunehmen, deren absolute Helligkeiten im Mittel das 61fache und das 16fache der Sonnenhelligkeit ist. Wenn die Sterne der zweiten Gruppe auch keine typischen Zwerge sind, so werden sie aber dennoch einen so weitgehenden Unterschied — wenigstens in ihren Massen — gegen die Riesen aufweisen, daß ihr Gravitationseffekt merkbar von dem der Riesen verschieden sein wird. Die Rechnung bestätigt das auch, denn man erhält für die Stromgeschwindigkeit aus den beiden Gruppen + 43,8 km/sec für die Riesen

1) Fund. Astr., S. 308.
2) A. N. **133**, 79.
3) A. N **132**, 314.
4) Publ. Carnegie Inst. Nr. 10. Washington 1904.

Tabelle IV.

Gruppe I				Gruppe II			
Nr.	v	Δ	ϱ	Nr.	v	Δ	ϱ
7	+ 38,3	29° 2',9	+ 43,8	3	+ 32,9	32° 16',1	+ 38,9
11	38,7	28 46,8	44,2	12	36,4	28 28,0	41,4
13	38,0	28 29,2	43,2	25	35,7	29 3,6	40,8
17	40,5	29 53,9	46,7	35	38,4	26 30,7	42,9
19	36,4	28 18,6	41,3	36	39,2	26 6,3	43,7
28	38,9	28 0,7	44,1	47	35,6	24 51,7	39,2
29	37,5	27 3,8	42,1	52	38,8	22 23,7	42,0
55	42,0	21 57,8	45,3				
	Mittel: + 43,8 ± 0,6 km/sec				Mittel: + 41,3 ± 0,7 km/sec		

in Gruppe I und + 41,3 km/sec für die Sterne der Gruppe II, wie Tabelle IV zeigt.

Es besteht also zwischen den beiden Gruppen ein Unterschied von + 2,5 ± 0,9 km/sec in den Stromgeschwindigkeiten, den man in Hinsicht auf seinen mittleren Fehler als reell ansehen wird. Die Sterne der ersten Gruppe geben eine zu große positive Stromgeschwindigkeit als Folge zu groß beobachteter Radialgeschwindigkeiten. Ihre Spektrallinien sind also gegenüber denen der zweiten Gruppe mit einer Rotverschiebung behaftet, deren Ursache man wegen des Riesencharakters dieser Sterne in dem von Einsteins Theorie geforderten Gravitationseffekt erblicken wird. Adams, Joy und Strömberg geben als Stromgeschwindigkeit + 39 km/sec an, also einen um noch mehr als 2 km kleineren Wert, als ihn meine zweite Gruppe gibt. Es ist mir nicht möglich festzustellen, welche Sterne sie bei ihrer Untersuchung verwendet haben, da sie in der zitierten Note nicht angeführt sind. Man wird aber wahrscheinlich nicht fehlgehen, wenn man annimmt, daß unter diesen Sternen eine größere Anzahl scheinbar schwacher Sterne sind, die sich dem Zwergtypus also noch mehr nähern als die Sterne meiner zweiten Gruppe, und dann ist die von ihnen gefundene Stromgeschwindigkeit ein weiteres Zeichen für die Existenz des Gravitationseffektes.

Man wird das gefundene Resultat in Rücksicht auf das für die ausgeführte Untersuchung wenig geeignete Beobachtungsmaterial vorläufig nur als eine Andeutung für das Vorhandensein des Gravitationseffektes ansehen können, und eine Entscheidung über seine Existenz einer weiteren Bearbeitung mit geeigneterem Material überlassen. Dazu wäre es nötig, daß die Radialgeschwindigkeiten der Sterne der ersten Zeile von Tabelle III bestimmt würden, deren scheinbare Größe im Mittel 9,1 ist. Mit den großen Spiegeln auf dem Mt. Wilson und in Victoria ist das sehr wohl möglich, denn bei 2½stündiger Belichtung kann man damit von Sternen 9,5ter Größe noch gut meßbare Spektrogramme erhalten.

Die aus den Radialgeschwindigkeiten der helleren Sterne bestimmte Stromgeschwindigkeit ist durch den Gravitationseffekt entstellt, man kann also den unverfälschten Wert nur aus Zwergen erhalten, für welche keine merkbare Rotverschiebung der Spektrallinien zu erwarten ist. Auch die Eigenbewegungen der einzelnen Sterne in Verbindung mit den individuellen Parallaxen können zur Bestimmung der Stromgeschwindigkeit verwendet werden. Ist μ'' die Eigenbewegung eines Gruppensternes im Jahre, π'' seine Parallaxe, so folgt ϱ in km/sec aus

$$\varrho = 4{,}737 \cdot \frac{\mu''}{\pi''} \cdot \operatorname{cosec} \Delta.$$

Die auf diese Weise ermittelte Stromgeschwindigkeit muß für alle Sterne — einerlei ob Riesen oder Zwerge — gleich sein. Mit dem heute zur Verfügung stehenden Beobachtungsmaterial ist es allerdings nicht möglich, ϱ aus den Eigenbewegungen sehr genau abzuleiten, da hierfür außer einem guten Werte der Eigenbewegungen eine außerordentlich genaue Kenntnis der Parallaxen der einzelnen Sterne erforderlich ist, denn einer Änderung von π um 0",001 entspricht eine Änderung von ϱ um 1¾ km. Deshalb hat man die angegebene Gleichung bisher auch immer zur Berechnung der Parallaxen der einzelnen Sterne aus ihren Eigenbewegungen und der aus den Radialgeschwindigkeiten gefundenen Stromgeschwindigkeit benutzt. Die bisher gebräuchlichen Methoden der direkten Parallaxenmessung, selbst die photographische mit langbrennweitigen Instrumenten und ebenso die spektroskopische, geben aber im günstigsten Falle nur den zehnten Teil der hier verlangten Genauigkeit. Vielleicht ist es in Zukunft möglich, etwa unter Verwendung von Michelsons Interferenzmethode die Genauigkeit der direkten Paral-

laxenmessung so zu steigern, daß 0″,001 oder noch weniger verbürgt ist. Dann könnte man mit Vorteil die Strombewegung auch aus den Eigenbewegungen mit der gewünschten Sicherheit ableiten und käme dadurch zur Kenntnis ihres unverfälschten Wertes. Ein Vergleich mit dem aus den Radialgeschwindigkeiten gefundenen würde dann auch eine sichere Bestimmung der Größe des Gravitationseffektes für jeden Stern mit bekannter Radialgeschwindigkeit ermöglichen.

Göttingen, im Oktober 1921.

(Eingegangen 10. November 1921.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN JENA VOM 18.—24. SEPTEMBER 1921.

J. Eggert und W. Noddack, Anwendung der Quantentheorie auf die photographische Trockenplatte.

Während sich das Einsteinsche photochemische Äquivalenzgesetz bereits in mehreren Fällen an gasförmigen Reaktionen (Warburg[1], Nernst, Pusch) sowie an flüssigen Systemen (Noddack) bestätigen ließ, fehlt unseres Wissens bisher eine Prüfung des Satzes am festen Körper. Eine seit langem bekannte und technisch in hohem Maße angewendete photochemische Reaktion am festen Körper ist die Einwirkung des Lichtes auf Bromsilber. Im Folgenden teilen wir einige vorläufige Ergebnisse mit, die wir durch Messungen an der photographischen Trockenplatte gewonnen haben.

In seiner einfachsten Fassung verlangt das Einsteinsche Gesetz, daß die Anzahl der photochemisch veränderten Moleküle N gleich der Summe der absorbierten Quanten von der Frequenz ν ist. Es gilt also

$$N = \frac{\text{absorbierte Energie}}{h\nu}.$$

Im vorliegenden Falle besteht die photochemische Einwirkung des Lichtes auf das Bromsilber darin, daß sich die Aufspaltung der $AgBr$-Molekel in die Atome gemäß der Gleichung

$$AgBr + h\nu = Ag + Br$$

vollzieht. Wenn das Einsteinsche Gesetz gilt, muß jedem absorbierten Quant ein Atom Ag entsprechen.

Die erste Versuchsreihe befaßte sich damit, Trockenplatten verschiedener Herstellungsart (Agfa-Reproduktion, Agfa-Spezial, Agfa-Extra Rapid, Schleußner u. a.), mit Licht von der Wellenlänge 407,8 $\mu\mu$ (Quecksilberlampe mit Farbfilter aus $Cu(NH_3)_4SO_4$-Lösung) und in absolutem Maße bekannter Energie 0,5 bis 2 Stunden zu belichten. Die Energiemessung geschah mit einer Rubensschen Thermosäule und wurde auf die Gerlachsche Bestimmung der Lumensekunde $22{,}6 \cdot 10^{-6}$ cal. bezogen, so daß für unsere Anordnung auf den cm² der Trockenplatte $2{,}01 \cdot 10^{14}$ Quanten der Frequenz

$$\frac{3 \cdot 10^{10}}{407{,}8 \cdot 10^{-7}} = 7{,}35 \cdot 10^{14}$$

auftrafen. Das bei dieser Belichtung ausgeschiedene Silber (0,1 — 0,5 mg) wurde nach Entfernung des unveränderten Bromsilbers durch neutrales Natriumthiosulfat in chlorfreier Salpetersäure gelöst — natürlich ohne vorher die Platte photographisch zu entwickeln — und nach Volhard titriert. Aus Energie, Wellenlänge und Einwirkungsdauer des Lichtes folgt unmittelbar die Anzahl Q der eingesandten Quanten, aus der Titration andererseits die Anzahl N

Tabelle 1.

Plattensorte	Belichtungsdauer	Mittlere Energie in Hefnerkerzen	Q Zahl der eingesandten Quanten	Silber gef. (mg Ag)	N Anzahl der Ag-Atome	$\frac{N}{Q} = a$ (Photochem. Absorpt. in Proz.)
Agfa-Reproduktion . . .	30′	1,00	$36 \cdot 10^{18}$	0,214	$1{,}19 \cdot 10^{18}$	3,3 Proz.
„	60′	1,13	$70{,}5 \cdot 10^{18}$	0,379	$2{,}11 \cdot 10^{18}$	3,0 „
„	120′	1,00	$111 \cdot 10^{18}$	0,597	$3{,}32 \cdot 10^{18}$	2,9 „
Agfa-Röntgen	54′	1,13	$73{,}5 \cdot 10^{18}$	0,139	$0{,}77 \cdot 10^{18}$	1,05 „
Agfa-Spezial	153′	1,41	$89{,}5 \cdot 10^{18}$	1,74	$9{,}65 \cdot 10^{18}$	10,8 „
Schleußner	56′	1,23	$82{,}5 \cdot 10^{18}$	0,218	$1{,}21 \cdot 10^{18}$	1,47 „

1) Literatur vgl. Nernst, Theoret. Chemie, 8—10. Aufl., S. 878ff.. 1921.

Tabelle II.

Plattensorte	Reflektiertes Licht	Durchgelassenes Licht	Absorbiertes Licht	Elektrochem. Absorption a nach Tab. I
Agfa-Reproduktion	42 Proz.	53 Proz.	5 Proz.	3,2 Proz.
„	50 „	42 „	8 „	
Agfa Röntgen	58 „	38 „	4 „	1,05 „
Agfa-Spezial	62 „	26,6 „	11,4 „	10,8 „

gebildeter Ag-Atome. Das Verhältnis dieser beiden Zahlen ergibt, da das Einsteinsche Gesetz pro Quant ein Ag-Atom fordert, direkt den Bruchteil $a = \frac{Q}{N}$ der eingesandten Strahlung, die von der Platte photochemisch verbraucht wird; a zeigte sich bei verschiedenen Lichtstärken und Belichtungszeiten aber zunächst gleichem ν für die gleiche Plattensorte konstant (vgl. Tab. I). So wurde z. B. an der Agfa-Reproduktionsplatte bei Belichtungszeiten von 30, 60 und 93 Minuten die konstante photochemische Absorption von 3 Proz. gefunden.

Andererseits ließ sich die Lichtabsorption aus photometrischen Messungen an der unbelichteten Platte — freilich nicht ganz einfach — direkt bestimmen. Hierbei ist zu bedenken, daß die auf die Platte eingestrahlte Energie nur zum Teil absorbiert, zum anderen größeren Teil aber diffus reflektiert und durchgelassen wird. Auch bei dieser Messung war die Absorption für die verschiedenen Plattensorten von der Größe 5—12 Proz. (vgl. Tab. II). Genauere Messungen hierüber sind im Gange. Aus der Übereinstimmung der photochemisch und photometrisch gemessenen Absorption folgt unmittelbar die Gültigkeit des Einsteinschen Gesetzes.

Eine dritte Versuchsreihe beschäftigte sich damit, die Anzahl der absorbierten Quanten mit der Anzahl der entwickelten $AgBr$-Körner in Beziehung zu bringen. In diesem Falle betrug die Belichtungsenergie 10^{-6} Lumen-Sekunden $= 10^8$ Quanten pro Sekunde und Quadratzentimeter Plattenoberfläche. Es zeigte sich an Auszählungen der Ag-Körner auf derartig belichteten und im völlig Dunkeln entwickelten und fixierten Platten (an Mikrophotogrammen dieser Platten ermittelt), daß einige Hundert mal so viel Quanten absorbiert werden, als sich später Körner auf der Platte ausbilden. Dieses Ergebnis könnte, oberflächlich betrachtet, so gedeutet werden, daß allemal einige hundert Quanten auf 1 Korn wirken müssen, ehe es vom Entwickler reduziert wird. Bedenkt man aber, daß zwischen den einzelnen entwickelten Ag-Körnern gewaltige Zwischenräume liegen, die vor dem Fixieren der Platte von $AgBr$-Körnern erfüllt waren, so erscheint diese Deutung des Befundes vollkommen hinfällig. Vielmehr führt dieser zu dem Schluß, daß nur solche $AgBr$-Körner von dem entwickelnden Reduktionsmittel angegriffen werden, bei denen die abgeschiedenen Ag-Atome unmittelbar an der Oberfläche des Kristalles (Kornes) sitzen. Körner, die in ihrem Inneren Ag-Atome besitzen, verhalten sich wie unbelichtete. Zur Stütze dieser Deutung sei erwähnt, daß bei einem Plattenkorn von der verwendeten Art, welches schätzungsweise 10^{10} Moleküle enthält, auf 300 Moleküle im Innern des Kornes 1 Oberflächenmolekül kommt, d. h. hier liegt dasselbe Verhältnis vor, wie wir es bei der Abzählung von absorbierten Quanten und Körnern fanden. Die Abzählung führt im Hinblick auf diese Betrachtungsweise zu folgendem Ergebnis: Nicht jedes absorbierte Quant liefert ein Silberkorn; wohl aber entspricht jedes Silberkorn einem und nur einem absorbierten Quant.

Fritz Weigert (Leipzig), Über das Einsteinsche photochemische Äquivalenzgesetz. (Kurzer Bericht[1]).

Das Einsteinsche Gesetz stellt eine stöchiometrische Verknüpfung von Strahlungsenergie mit chemischen Umsetzungen dar, und gehört daher mit dem Faradayschen Gesetz zu den wichtigsten Grundlagen der physikalischen Chemie. Die experimentelle Prüfung des Gesetzes verdankt man vorwiegend E. Warburg, sowie Nernst und seinen Schülern. Sie gelang aber bis jetzt nur in besonders einfachen gasförmigen und flüssigen Systemen. Nach Versuchen, die in Gemeinschaft mit Herrn W. Schoeller ausgeführt wurden, konnte nun auch das Einsteinsche Gesetz in einem festen System[2]) bestätigt werden.

Zur Untersuchung kamen Chlorsilber-Gelatine-Emulsionen, wie sie für die lichtempfindlichen photographischen Auskopierpapiere verwendet werden. Sie enthalten außer Gelatine und Chlorsilber noch überschüssiges Silbernitrat und lösliche organische Silbersalze, und

1) Vgl. F. Weigert, Berl. Akad. Ber. 1921, S. 641.
2) Vgl. Anm. am Schluß.

die Färbung im Licht beruht auf der Ausscheidung von fein verteiltem metallischem Silber. Dieses wurde mit der sehr empfindlichen nephelometrischen Methode von Richards und Wells bestimmt. Es zeigte sich nun, daß das im Licht neu gebildete Silber nicht aus dem Chlorsilber, sondern praktisch nur aus den überschüssigen löslichen Silbersalzen stammt. Mit der Belichtungszeit wächst die Silbermenge anfangs langsam, die Reaktionsgeschwindigkeit nimmt aber bald zu, um mit dunkler werdender Färbung der Schicht wieder abzunehmen. Graphisch läßt sich dieser Verlauf in Gestalt einer S-förmigen Kurve darstellen. Diese deutet darauf hin, daß sich während der Belichtung ein Sensibilisator bildet, der in diesem Fall nur das Silber selbst sein kann.

Die Prüfung des Einsteinschen Gesetzes geschah mit dem monochromatischen blauen Licht der Quecksilberlampe, das mit dunklen Kobaltgläsern und einer dicken Schicht von 0,5 Proz. Chininsulfat, welche auch das Violett 406 μμ vollkommen absorbiert, herausgefiltert wurde. Die Energie der Strahlung wurde unter den üblichen Vorsichtsmaßregeln mit einem Flächenbolometer von Lummer und Kurlbaum und die Absorption für Blau 436 μμ mit dem Spektralphotometer von König und Martens gemessen.

Die Messungen ergaben, daß das Güteverhältnis φ/P nach Warburg nur dann im Sinne des Einsteinschen Gesetzes in der Nähe von 1 herauskam, wenn nicht die gesamte von dem Chlorsilber und dem Silber absorbierte, sondern nur die vom metallischen Silber allein absorbierte Lichtmenge berücksichtigt wurde. Das Güteverhältnis wurde, wie aus der Tabelle hervorgeht, mit zunehmender Belichtungszeit und Färbung der Schicht immer ungünstiger, erreicht aber bei Extrapolation auf die Silbermenge o den theoretischen Wert 1.

Belichtungsintervall	[0']	0—30'	30—60'	60—90'	90—120'.
φ/P	[1.0]	0,65	0,30	0,15	0,10

Es liegt also hier die erste Bestätigung des Gesetzes in einem festen und in einem sensibilisierten, lichtempfindlichen System vor. Die Tatsache, daß gerade das metallische Silber, also der bei der photochemischen Reaktion entstehende Bestandteil lichtempfindlich ist, verlangt eine besondere Deutung des Mechanismus, da die Energie von den quantenhaft absorbierenden Silberatomen auf die leicht zersetzlichen Silbersalze übertragen werden muß. Dies kann nicht wie in Gasen durch Zusammenstöße geschehen. Die einfachste Vorstellung scheint die Annahme einer Vermittlung durch Elektronen zu sein, welche in einem lichtelektrischen Effekt vom Silber emittiert und von einem benachbarten elektronenfangenden Molekül aufgenommen werden. Es findet hier also ein innerer lichtelektrischer Effekt statt, welcher durch äußere elektrische Messungen nicht nachweisbar ist und schon bei kleineren Frequenzen als die Ionisierungsfrequenz auftreten kann.

Dieselbe Schlußfolgerung ergab sich aus kürzlich veröffentlichten Versuchen über die photochemischen Eigenschaften von Farbstoffschichten[1]), und sie ermöglicht die Deutung einer Anzahl charakteristischer Erscheinungen an festen lichtempfindlichen Systemen, worüber an anderer Stelle ausführlich berichtet werden soll.

Anmerkung bei der Drucklegung. Die in dem vorhergehenden Bericht von Herrn Eggert mitgeteilte Bestätigung des Einsteinschen Gesetzes an der photographischen Trockenplatte (J. Eggert und W. Noddack, Berl. Akad. Ber. 1921, 631) also gleichfalls in einem festen System, erschien mir auffallend, weil die Absorption der gelben Bromsilberschichten im Violett mit 4—11,4 Proz. so unerwartet gering war. Ich habe deshalb inzwischen einige Messungen der Absorption nach einer photographischen Methode, über die demnächst in der Zeitschr. f. Physik. Chem. berichtet werden soll, ausgeführt und fand Absorptionen für das Violett zwischen 73 und 84 Proz. Das Gesetz scheint demnach in diesem wichtigen Fall noch nicht experimentell bestätigt zu sein.

Diskussion.

Wigand: Es liegt nahe, den Schwellenwert der Lichtempfindlichkeit der entwickelten Trockenplatte in Beziehung zu setzen zur Quantentheorie, indem man die Quantenzahl berechnet, die bei der Schwelle auf ein geschwärztes Bromsilberkorn kommt. Nach roher Berechnung aus vorliegenden Versuchen müssen das mehr als 1000 Quanten sein. Neue ad hoc angestellte Versuche wären erwünscht.

Noddack: Die alleinige Zersetzung der organischen Silbersalze durch das Licht in der Emulsion ließe sich so erklären, daß zuerst $AgCl$ in $Ag + Cl$ zersetzt wird, daß das Cl-Atom die organische Silberverbindung zerstört, so daß der Entwicklereffekt der von Herrn Weigert geschilderte ist.

1) F. Weigert, Zeitschr. f. Phys. 5, 410, 1921.

Weigert: Eine Zersetzung und nachherige Neubildung von Chlorsilber erscheint in dem untersuchten Fall ausgeschlossen, weil ja durch die Bestätigung des Einsteinschen Gesetzes gezeigt wurde, daß das Silber der photochemisch absorbierende Bestandteil des Systems ist.

Noddack: Die Absorption der Weigertschen Schwellen ist eine sehr geringe, ich glaube, daß die Reflexion, die der Herr Vortragende vernachlässigt, von derselben Größenordnung ist und so den zu kleinen photochemischen Effekt bei $AgCl$ erklärt, und möchte fragen, wie eine so kleine Absorption von der des umgebenden Mediums unterschieden werden kann?

Weigert: Die Emulsionen befanden sich in einem sehr geringen Reifungszustand und die Schichten waren daher annähernd klar durchsichtig, so daß die Reflexionsverluste vernachlässigt werden konnten.

Noddack: Wie groß war die Genauigkeit der nephelometrischen Messung? Ließe sich die anfangs schwache Neigung der Kurve nicht durch Fehler erklären, so daß sie erst linear ansteigt und oben normal wegen verminderter Absorption, wie Herr Weigert sagte, umbiegt?

Weigert: Die nephelometrische Bestimmungsmethode erlaubte in der Schicht noch Silbermengen von ca. 0,001 mg/cm² zu messen. Diese verfeinerte Analysenmethode war notwendig, weil alle zusammengehörigen Versuche an einer 9/12 Platte angestellt werden mußten. Zwei verschiedene mit der Hand gegossene Platten zeigten deutliche Unterschiede in der Empfindlichkeit. Über die näheren quantitativen Angaben gebe ich Herrn Noddack gern nach der Sitzung Auskunft.

Wigand: Daß der subjektiv und photometrisch feststellbare Schwellenwert nicht existiert, wäre neu.

Ulfilas Meyer: Eine Hauptschwierigkeit scheint mir darin zu liegen, die absorbierte Lichtmenge genau zu bestimmen, da sie in den vorliegenden Fällen nur klein gegen das durchgelassene bzw. reflektierte Licht ist. Ich möchte fragen, ob noch nicht der Versuch gemacht ist, für solche Messungen einen schwarzen Körper zu benutzen, d. h. die lichtempfindliche Schicht in einen Hohlkörper zu bringen.

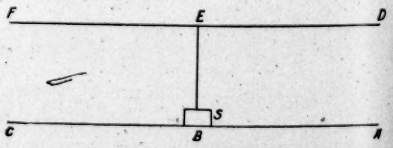
Weigert: Die Methode des schwarzen Körpers ist aussichtsreich, ist aber noch nicht auf diesen Fall angewendet worden.

R. Schachenmeier (Karlsruhe), Das elektromagnetische Feld einer strahlenden, schwach gedämpften Antenne.

I. Es sind die Eigenschwingungen von Sendeantennen auf Grund der Feldwirkungstheorie zu berechnen. Bei den in der Praxis heute meist benutzten Antennenformen mit starken Endkapazitäten ist diese Aufgabe noch nicht gelöst. Es wird ein Verfahren angegeben, welches dieselbe zwar nicht streng, doch in manchen Fällen mit guter Annäherung zu lösen erlaubt und einen Einblick in den physikalischen Vorgang der Wellenausstrahlung gewährt.

Die Antennendrähte seien vollkommene Leiter; die Dielektrizitätskonstante des umgebenden Mediums sei gleich 1. Das gestellte Randwertproblem verlangt dann: Eine in der Zeit rein periodische Lösung der Feldgleichungen zu finden, welche in großer Entfernung von der Antenne fortleitende Wellen darstellt und derart, daß auf der Oberfläche der Leiter die Tangentialkomponente der elektrischen Feldstärke verschwindet.

II. Das Antennensystem werde eingeteilt 1. in Drähte, welche in der Hauptsache nur Leitungsstrom führen und fast keine freien Ladungen tragen („Stromzuführung"), 2. in Drähte, welche nur freie Ladungen tragen und keinen Leitungsstrom führen („Luftleiter" und „Gegengewicht"). Ob diese Einteilung überhaupt möglich ist, läßt sich streng genommen erst entscheiden, wenn die gesuchte Lösung bereits vorliegt. Sie muß also zunächst versuchsweise vorgenommen werden. Wenn das darauf angewendete Verfahren zur Lösung des Randwertproblems führt, so war sie berechtigt; anderenfalls ist sie zu verwerfen. Dies stellt in methodischer Hinsicht einen Mangel unseres Lösungsverfahrens dar. Immerhin ist bei allen praktisch gebrauchten Antennen die Einteilung aus elementarer, durch die Erfahrung bestätigter Überlegung hinreichend genau bekannt. Z. B. wird man an der T-Antenne der Fig. 1



BE als stromführenden, ABC und DEF als Kapazitätsleiter behandeln. In der Sendeapparatur S seien vorläufig Verlängerungsspulen und Verkürzungskondensatoren kurz geschlossen. Die Punkte des Stromleiters mögen durch einen Parameter s bezeichnet werden, die Punkte der

Kapazitätsleiter durch σ bzw. τ. Zwischen B und E sei $o \leqq s \leqq l$ zwischen A und C $a < \sigma \leqq c$, zwischen D und F $d \leqq \tau \leqq f$.

III. Wir gehen aus von der Eigenschwingung, welche gewonnen wird, wenn man die Theorie des geschlossenen Schwingungskreises auf die Antenne anwendet: Es bedeuten C, L Kapazität und Selbstinduktion des Stromleiters, gleichförmig verteilt gedacht und bezogen auf die Längeneinheit. Stromstärke $i_0(s)$ und Dichte der wahren Ladungen $\varrho_0(s)$ folgen[1]) dann aus den Gleichungen

$$\frac{1}{C}\frac{\partial \varrho_0}{\partial s} + L\frac{\partial i_0}{\partial t} = o, \tag{1}$$

$$\frac{\partial i_0}{\partial s} + \frac{\partial \varrho_0}{\partial t} = o \tag{2}$$

mit den Grenzbedingungen:

$$i_0(o) = i_0(l) = C_a C\left[\left(\frac{\partial i_0}{\partial s}\right)_0 - \left(\frac{\partial i_0}{\partial s}\right)_l\right], \tag{3}$$

worin t die Zeit und C_a die (statische) Antennenkapazität (in Fig. 1 ABC gegen DEF) bedeuten.

Die Ladungen $\varrho_0(s)$ erzeugen ein Potential

$$\Phi_0' = \int_0^l \frac{\varrho_0(s)}{r}\,ds - \frac{1}{4\pi C}\int_0^l \varrho_0(s)\,\frac{\partial\left(\frac{1}{r}\right)}{\partial \nu}\,ds \tag{4}$$

(die Integration ist genauer über die Oberfläche des von dem Drahte eingenommenen röhrenförmigen Raumes zu erstrecken; r bedeutet den Abstand zwischen Integrationselement und Aufpunkt, ν die Normale auf die Drahtoberfläche) und ein elektrisches Feld

$$\mathfrak{e}_0' = -\operatorname{grad}\Phi_0'. \tag{5}$$

Das mit dem Strom i_0 durch die Feldgleichungen

$$4\pi i_0 + \frac{\partial \mathfrak{e}_0''}{\partial t} = c\operatorname{rot}\mathfrak{h}_0, \quad \operatorname{div}\mathfrak{e}_0'' = o, \tag{6}$$

$$\frac{\partial \mathfrak{h}_0}{\partial t} = c\operatorname{rot}\mathfrak{e}_0'', \quad \operatorname{div}\mathfrak{h}_0 = o \tag{7}$$

verknüpfte elektromagnetische Feld $\mathfrak{e}_0''$, $\mathfrak{h}_0$ (i_0 bedeutet den Vektor des Leitungsstromes $i_0(s)$, c die Lichtgeschwindigkeit) stimmt nahe überein mit dem Feld von Dipolen, welche auf der Drahtachse angebracht werden, und für deren Moment $\mathfrak{p}_0$ gilt:

$$\frac{\partial \mathfrak{p}_0}{\partial t} = \dot{\mathfrak{p}}_0 = i_0 d\mathfrak{f} \tag{8}$$

($d\mathfrak{f}$ = Linienelement der Drahtachse). $\mathfrak{e}_0''$, $\mathfrak{h}_0$ berechnen sich daher in bekannter Weise[2]) aus dem Hertzchen Vektor

$$\mathfrak{Z}_0 = \int_0^l \frac{d\mathfrak{f}}{r}\int_0^{t-\frac{r}{c}} i_0\,dt, \tag{9}$$

$$\mathfrak{e}_0'' = \operatorname{grad}\operatorname{div}\mathfrak{Z}_0 - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \mathfrak{Z}_0}{\partial t^2}; \quad \mathfrak{h}_0 = \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\operatorname{rot}\mathfrak{Z}_0. \tag{10}$$

Wir machen über die Gestalt des Stromleiters die Annahme, daß $\mathfrak{e}_0''$ in Punkten der Kapazitätsdrähte verschwindende Tangentialkomponente habe (d. h. im wesentlichen, daß die Strahlung der Dipole (8) unbehindert nach außen gelangen kann). Sei

$$\mathfrak{e}_0 = \mathfrak{e}_0' + \mathfrak{e}_0''. \tag{11}$$

Auf den Kapazitätsleitern treten wahre Ladungen $\varrho_0(\sigma)$, $\varrho_0(\tau)$ auf, für welche gilt

$$\int_a^c \varrho_0(\sigma)\,d\sigma = \int i_0(0)\,dt; \quad \int_d^f \varrho_0(\tau)\,d\tau = \int i_0(l)\,dt. \tag{12}$$

Ihre Verteilung ergibt sich mit Hilfe eines Potentiales Φ_1, welches nach den Methoden der Potentialtheorie zu bestimmen ist als Lösung der Potentialgleichung

$$\Delta\Phi_1 = \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial z^2} = o \tag{13}$$

unter den Randbedingungen

$$\left.\begin{aligned} \Phi_1(\sigma) &= -\Phi_0'(\sigma) + \alpha_1, \\ \Phi_1(\tau) &= -\Phi_0'(\tau) + \beta_1. \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

Die Konstanten α_1, β_1 sind festgelegt durch die Bedingungen (12). Es ist dann

$$\varrho_0(\sigma) = -\frac{1}{4\pi}\left[\frac{\partial \Phi_1}{\partial \nu}\right]_\sigma, \quad \varrho_0(\tau) = -\frac{1}{4\pi}\left[\frac{\partial \Phi_1}{\partial \nu}\right]_\tau. \tag{15}$$

Wir setzen

$$\mathfrak{e}_1 = -\operatorname{grad}\Phi_1. \tag{16}$$

Das elektrische Feld

$$\mathfrak{e}_0 + \mathfrak{e}_1 \tag{17}$$

genügt nun wohl der Randbedingung auf den Kapazitätsdrähten, nicht aber auf dem Stromleiter.

IV. Wir führen für die Tangentialkomponenten von $\mathfrak{e}_0$, $\mathfrak{e}_1$ an der Oberfläche des Stromleiters die Abkürzungen $\mathfrak{e}_0^{(s)}$ bzw. $\mathfrak{e}_1^{(s)}$ ein, für die Normalkomponenten $\mathfrak{e}_0^{(\nu)}$ bzw. $\mathfrak{e}_1^{(\nu)}$. Der Randbedingung kann man genügen durch Superposition eines Stromes $i_2(s)$ und wahrer Ladungen $\varrho_2(s)$ gemäß

$$\frac{1}{C}\frac{\partial \varrho_2}{\partial s} + L\frac{\partial i_2}{\partial t} = \mathfrak{e}_1^{(s)}. \tag{18}$$

Da die nunmehr noch von o verschiedene

1) Kirchhoff, Poggendorffs Ann. d. Phys. **121**, 551, 1864.

2) Abraham, Enzyklop. d. math. Wiss. V, 18, „Elektromagnetische Wellen", § 5; Abraham-Föppl, Theorie d. Elektrizität, Bd. 1, Leipzig 1918. § 79, 80.

Komponente $e_1^{(s)}$ einen Verschiebungsstrom $\frac{1}{4\pi}\frac{\partial e_1^{(s)}}{\partial t}$ bewirkt, so muß ferner

$$\frac{\partial i_2}{\partial s}+\frac{\partial \varrho_2}{\partial t}=\frac{1}{4\pi}\frac{\partial e_1^{(s)}}{\partial t} \tag{19}$$

sein. $i_2(s)$, $\varrho_2(s)$ sind bestimmt durch diese beiden Gleichungen (18), (19) mit der Grenzbedingung

$$i_2(0)=i_2(l)=C_a C\left[\left(\frac{\partial i_2}{\partial s}\right)_0-\left(\frac{\partial i_2}{\partial s}\right)_l\right]. \tag{20}$$

Die Ladungen $\varrho_2(s)$ erzeugen ein Potential

$$\Phi_2'=\int_0^l\frac{\varrho_2(s)}{r}ds-\frac{1}{4\pi C}\int_0^l\varrho_2(s)\frac{\partial\left(\frac{1}{r}\right)}{\partial\nu}ds \tag{21}$$

und ein elektrisches Feld

$$e_2'=-\operatorname{grad}\Phi_2'. \tag{22}$$

Der Strom $i_2(s)$ erzeugt ein elektromagnetisches Feld e_2'', $\mathfrak{h}_2$, das sich aus dem Hertzschen Vektor

$$\mathfrak{Z}_2=\int_0^l\frac{ds}{\nu}\int_0^{t-\frac{r}{c}}i_2\,dt \tag{23}$$

herleitet. Sei

$$e_2=e_2'+e_2''. \tag{24}$$

Wegen (18) ist jetzt

$$e_0^{(s)}+e_1^{(s)}+e_2^{(s)}=0. \tag{25}$$

Jedoch ist nun die Grenzbedingung auf den Kapazitätsdrähten nicht mehr erfüllt; ferner erscheinen dort wahre Ladungen $\varrho_2(\sigma)$, $\varrho_2(\tau)$, für die gilt

$$\int_a^e\varrho_2(\sigma)d\sigma=\int i_2(0)dt;\quad\int_d^f\varrho_2(\tau)d\tau=\int i_2(l)dt, \tag{26}$$

und deren Verteilung sich mit Hilfe eines Potentials Φ_3 ergibt:

$$\Delta\Phi_3=0, \tag{27}$$

das der Grenzbedingung genügt:

$$\begin{aligned}\Phi_3(\sigma)&=-\Phi_2'(\sigma)+\alpha_3,\\ \Phi_3(\tau)&=-\Phi_2'(\tau)+\beta_3.\end{aligned} \tag{28}$$

Die Konstanten α_3, β_3 sind festgelegt durch (26). Es ist dann

$$\varrho_2(\sigma)=-\frac{1}{4\pi}\left[\frac{\partial\Phi_3}{\partial\nu}\right]_a,\quad\varrho_2(\tau)=-\frac{1}{4\pi}\left[\frac{\partial\Phi_3}{\partial\nu}\right]_t. \tag{29}$$

Ist jetzt

$$e_3=-\operatorname{grad}\Phi_3, \tag{30}$$

so erfüllt

$$e_0+e_1+e_2+e_3 \tag{31}$$

die Grenzbedingung auf den Kapazitätsdrähten, aber nicht mehr auf den Stromleitern. Das gibt Veranlassung zu einer Korrektur wie anfänglich bei e_1. Es entsteht so ein alternierendes Verfahren:

$$\begin{aligned}\frac{1}{C}\frac{\partial\varrho_n}{\partial s}+L\frac{\partial i_n}{\partial t}&=e_{n-1}^{(l)},\\ \frac{\partial i_n}{\partial s}+\frac{\partial\varrho_n}{\partial t}&=\frac{1}{4\pi}\frac{\partial e_{n-1}^{(s)}}{\partial t},\\ (n=2,\ 4,\ 6\ \ldots)\end{aligned} \tag{32}$$

$$\begin{aligned}\Delta\Phi_{n+1}&=0,\\ \Phi_{n+1}(\sigma)&=-\Phi_n'(\sigma)+\alpha_n,\\ \Phi_{n+1}(\tau)&=-\Phi_n'(\tau)+\beta_n,\\ (n=2,\ 4,\ 6\ \ldots)\end{aligned} \tag{33}$$

Die Frage nach der Konvergenz dieses alternierenden Verfahrens und damit die Aufstellung von Kriterien für zulässige Antennenformen muß der Raumersparnis wegen an anderer Stelle gesondert behandelt werden. Empirisch-zeichnerisches Vorgehen gestattet dort bei jeder vorgelegten Antennenform über die Anwendbarkeit des Verfahrens zu entscheiden.

V. Die Konvergenz vorausgesetzt, liefert unsere Methode Stromstärke i und wahre Ladungen ϱ der gesuchten Lösung des Randwertproblems in der Gestalt

$$i=i_0+i_2+i_4+\cdots, \tag{34}$$

$$\varrho=\varrho_0+\varrho_2+\varrho_4+\cdots. \tag{35}$$

Es entsteht ferner ein elektrisches Feld

$$e=e_0+e_1+e_2+e_3+\cdots, \tag{36}$$

das den Grenzbedingungen genügt, sowie ein magnetisches Feld

$$\mathfrak{h}=\mathfrak{h}_0+\mathfrak{h}_2+\mathfrak{h}_4+\cdots. \tag{37}$$

Man setze außerdem

$$e'=e_0'+e_1+e_2'+e_3+\cdots, \tag{38}$$

$$e''=e_0''+e_2''+e_4''+\cdots. \tag{39}$$

Um mit den elektrischen Größen i, ϱ, e, $\mathfrak{h}$ außerhalb der Leiter den Feldgleichungen genügen zu können, belegen wir jeden Punkt, in welchem

$$\dot{e}'=\frac{\partial e'}{\partial t}\neq 0 \tag{40}$$

mit einem Dipol vom Moment

$$\mathfrak{p}=-\frac{1}{4\pi}e'\,df\,dh=-\frac{1}{4\pi}e'\,dv, \tag{41}$$

wo df Querschnitt, dh Höhe, dv Volumen eines unendlich kleinen Zylinders bedeuten, dessen Achse in die Richtung der Feldstärke e' fällt. Das Feld e^*, $\mathfrak{h}^*$ dieser Dipole resultiert aus dem Hertzschen Vektor

$$\mathfrak{Z}=-\frac{1}{4\pi}\int\frac{dv}{r}[e]_{t-\frac{r}{c}}, \tag{42}$$

$$e^*=\operatorname{grad}\operatorname{div}\mathfrak{Z}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\mathfrak{Z}}{\partial t^2};\quad\mathfrak{h}^*=\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\operatorname{rot}\mathfrak{Z}. \tag{43}$$

Fällt der Aufpunkt in einen „Erregungspunkt", so wird dort der Integrand von (42) unendlich wie r^{-1}. Bei Bildung des Integrals (42) ist daher dieser Punkt durch eine kleine Kugel zunächst auszuscheiden. Läßt man ihren Radius unendlich klein werden, so verschwindet ihr Beitrag und (42) bleibt endlich. $\mathfrak{e}^*$, $\mathfrak{h}^*$ genügen den Feldgleichungen

$$-\dot{\mathfrak{e}}' + \frac{\partial \mathfrak{e}^*}{\partial t} = c \operatorname{rot} \mathfrak{h}^*, \quad \operatorname{div} \mathfrak{e}^* = 0, \tag{44}$$

$$\frac{\partial \mathfrak{h}^*}{\partial t} = c \operatorname{rot} \mathfrak{e}^*, \quad \operatorname{div} \mathfrak{h}^* = 0. \tag{45}$$

Wir machen nun die bei schwach gedämpften Antennen wohl meistens zulässige Annahme, daß auf den Leitern die Tangentialkomponente von $\mathfrak{e}^*$ verschwindend klein sei; wie oben bedeutet dies im wesentlichen, daß die Strahlung der Dipole unbehindert nach außen gelangen kann. Wegen (6), (7) usw. ist

$$4\pi \mathfrak{i} + \frac{\partial \mathfrak{e}''}{\partial t} = c \operatorname{rot} \mathfrak{h}, \quad \operatorname{div} \mathfrak{e}'' = 0, \tag{46}$$

$$\frac{\partial \mathfrak{h}}{\partial t} = c \operatorname{rot} \mathfrak{e}'', \quad \operatorname{div} \mathfrak{h} = 0, \tag{47}$$

und wegen (5), (16) usw.

$$\operatorname{div} \mathfrak{e}' = 0. \tag{48}$$

Die Größen

$$\mathfrak{i}, \varrho, \mathfrak{E} = \mathfrak{e}' + \mathfrak{e}'' + \mathfrak{e}^*, \ \mathfrak{H} = \mathfrak{h} + \mathfrak{h}^* \tag{49}$$

genügen daher außerhalb der Leiter den Feldgleichungen

$$4\pi \mathfrak{i} + \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} = c \operatorname{rot} \mathfrak{H}, \quad \operatorname{div} \mathfrak{E} = 0, \tag{50}$$

$$\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t} = c \operatorname{rot} \mathfrak{E}, \quad \operatorname{div} \mathfrak{H} = 0. \tag{51}$$

(49) ist die Lösung des Randwertproblems. Dieselbe ist überall endlich außer in den Punkten der Achse des stromführenden Leiters, wo $\mathfrak{E}$, $\mathfrak{H}$ singulär werden (weil $\mathfrak{e}''$, $\mathfrak{h}$ sich aus Hertzschen Vektoren von der Form (9) herleiten). Sie stellen in großer Entfernung forteilende Wellen dar. Die Wellenstrahlung geht nicht nur von der Strombahn aus, sondern von allen Punkten in der Umgebung des Leiters.

VI. Die Funktion

$$\Phi = \Phi_0' + \Phi_1 + \Phi_2' + \Phi_3 + \cdots \tag{52}$$

liefert die Werte des Potentials auf den Leitern. In dem der Strombahn und den Kapazitätsdrähten gemeinsamen Punkt B (Fig. 1) wird i. a.

$$[\Phi]_{s=b} - [\Phi]_{s=0} = a \neq 0 \tag{53}$$

sein, d. h. das Potential Φ eine Unstetigkeit erfahren. (Die Forderung der Stetigkeit würde in (14), (28) usw. den Konstanten $\alpha_1, \beta_1, \alpha_3 \beta_3, \cdots$ Bedingungen auferlegen, die i. a. nicht vereinbar sind mit (12), (26) usw.) Man kann diesen Potentialsprung beseitigen, indem man in der Sendeapparatur S (Fig. 1) eine Verlängerungsspule von der Selbstinduktion L_0 einschaltet, so daß

$$-L_0 \left[\frac{\partial i}{\partial t}\right]_0 = a. \tag{54}$$

Wenn der Sprung a und $[\Phi]_{s=0}$ entgegengesetztes Vorzeichen haben, so ist anstatt L_0 ein Verkürzungskondensator einzuschalten von der Kapazität C_0, so daß

$$-\frac{1}{C_0}\int i(o)\,dt = a. \tag{55}$$

An der Lösung (49) wird hierdurch nichts geändert.

Die bereits durch (1), (2), (3) festgelegte Wellenlänge kann also nur unter Zuschaltung von L_0 bzw. C_0 ausgestrahlt werden. Die Theorie gestattet, zu jeder gewünschten Betriebswelle die nötige Verlängerungsinduktivität bzw. Verkürzungskapazität, schließlich auch die Eigenwellenlänge der Antenne zu berechnen.

H. Gerdien (Berlin-Grunewald), Über einen akustischen Schwinger (mit Vorführungen). Nach gemeinsam mit Herrn Dr. H. Riegger und Herrn Dr. K. Boedeker ausgeführten Untersuchungen.

Bei der Bearbeitung einer technischen Aufgabe ergab sich vor etwa 6 Jahren für uns die Notwendigkeit, ein mechanisches schwingungsfähiges Gebilde zu schaffen[1]), welches innerhalb des Empfindlichkeitsbereiches des Ohres nur einer Grundschwingung fähig sein sollte — der Schwinger, wie wir kurz sagen wollen, sollte also frei sein von allen hörbaren Obertönen. An weiteren Anforderungen wurde gestellt, daß die Grundfrequenz durch das Herstellungsverfahren genügend genau und unveränderlich festgelegt sein sollte, und daß ferner die Feinregelung dieser Frequenz in einfacher Weise möglich sein sollte. Endlich wurde verlangt, daß das Herstellungsverfahren ein für die Methoden der Präzisionsmassenherstellung geeignetes sein sollte. Das so entstandene Gebilde schien uns nun nicht allein für den gedachten technischen Anwendungszweck geeignet zu sein, sondern auch für den Physiker ein gewisses Interesse zu bieten, da das physikalische Instrumentarium bisher nicht gerade über allzu

1) Ein Teil der hier beschriebenen Anordnungen ist bereits mitgeteilt in den „Wissenschaftlichen Veröffentlichungen aus dem Siemens-Konzern", Bd. 1, Heft 1, S. 137—140 „Ein akustischer Schwinger", 1920; H. Gerdien u. H. Riegger, und ebenda „Über Bau und Anwendungen eines mechanischen Schwingers" 1920, von K. Boedeker u. H. Riegger, S. 141—142.

viel Möglichkeiten verfügt, welche geeignet sind, reine Töne zu erzeugen[1]).

Betrachtet man etwa die an einem einerseits eingeklemmten Stabe möglichen Transversalschwingungen, so leuchtet ein, daß die gleichmäßige Verteilung der schwingungsfähigen Massen und Biegungswiderstände über die ganze Länge des Stabes die Grundlage bildet für die Ausbildung der verschiedenen möglichen Schwingungsformen. Wir können eine Grundschwingung schon dadurch merklich bevorzugen, daß wir an dem freien Ende des Stabes die Masse und gleichzeitig die Querschnitte vom freien Ende aus so vergrößern, daß Durchbiegungen hier gegenüber dem unverändert gelassenen Teile des Stabes merklich unterdrückt werden (vgl. Fig. 1). So gelangt

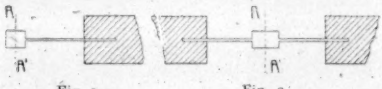


Fig. 1.

Fig. 2.

man bei fortschreitender Verkürzung des biegungsfähigen Teiles zu schwingungsfähigen Gebilden, welche die Grundschwingung stark ausgeprägt bevorzugen. Man stößt aber auf Schwierigkeiten, sie auch für größere schwingende Massen und Frequenzen im Hörbereich bei zulässigen Biegungsbeanspruchungen des federnden Teiles für technisch brauchbare Schwingungsweiten auszuführen. Man muß bestrebt sein, die Federkraft im Verhältnis zur schwingenden Masse möglichst zu vergrößern, ohne dabei zu Dicken der durchgebogenen Federn zu gelangen, welche die mögliche Schwingungsweite allzusehr herabsetzen. Man gelangt dazu z. B., indem man die Federkraft möglichst am ganzen Umfange der schwingenden Masse angreifen läßt und sich z. B. aus dem in Fig. 1 dargestellten Schnitt durch Rotation um die Achse AA' einen Rotationskörper hergestellt denkt, wie er aus Fig. 2 ersichtlich ist. Man gelangt so zu einer Platte mit verstärkter Mitte und verstärktem Rande, bei welcher die gewünschte Schwingung der zentralen Masse M_1 gegenüber dem Ring M_2 parallel der Rotationsachse AA', zu denken ist. Dabei ist eine Änderung in der Beanspruchung des federnden Teiles gegenüber Fig. 1 eingetreten; die schwingende Masse erfährt jetzt nur noch Parallelverschiebungen und keine Drehungen mehr. In Fig. 3 sind die im Fall 1

Fig. 3.

und 2 stattfindenden Verbiegungen der federnden Teile in vergrößertem Maßstabe angedeutet.

Eine derartige Ausführungsform des Schwingers erfüllt aber noch nicht die Anforderung der Reinheit der Grundfrequenz. Die schwingungsfähige Masse besitzt noch mehr als einen einzigen Freiheitsgrad der Bewegung. Auch wenn man den federnden Teil der Platte in radialer Richtung möglichst verkürzt, so daß die Gradführung für die schwingende Masse schon eine verhältnismäßig vollkommene wird, bleiben dennoch Schwingungsformen übrig, bei welchen die zentrale Masse um einen zur Rotationsachse AA' senkrechten Radius Drehbewegungen ausführt. Diese „Wackelschwingungen" treten naturgemäß dann besonders stark auf, wenn etwa durch exzentrisches Anschlagen die Masse zum Schwingen angeregt wird. Wir haben die Gradführung dadurch vervollkommnet, daß wir zwei Schwinger der bisher beschriebenen Art durch feste Verbindung der zentralen Teile und der Ränder zu einem einzigen schwingungsfähigen Gebilde vereinigten. Derartige Gebilde (vgl. Fig. 4 und 5[1]) erfüllen in der Tat alle ein-

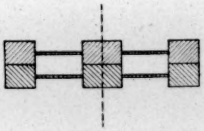


Fig. 4.

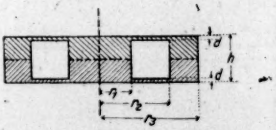


Fig. 5.

leitend an einen akustischen Schwinger gestellten Anforderungen. Sie zeigen bei geeigneter Wahl der Ausmaße nur eine einzige im Hörbereich des Ohres liegende Grund-

1 Ähnliche Wege zum gleichen Ziele wurden bereits verfolgt von W. Hahnemann u. H. Hecht, „Die Grundform des mechanisch-akustischen Schwingungskörpers", diese Zeitschr. 21, 187, 1920.

1) Der Gedanke, eine schwingungsfähige Masse zwischen zwei federnden ebenen Teilen aufzuhängen, so daß eine vollkommene Gradführung erreicht wird, ist von mir zuerst in der Patentschrift D.R.P., Nr. 298918. Kl. 74d, Gruppe 6, vom 20. August 1915, der Siemens & Halske Akt.-Ges. veröffentlicht worden.

schwingung. Sie lassen sich als Rotationskörper äußerst leicht mit genügender Genauigkeit reproduzieren. Die Feinregelung auf eine bestimmte Frequenz ist ebenso leicht durch Abdrehen oder Nachschleifen nach dem Zusammenschrauben der beiden Teile ausführbar und die Präzisionsmassenherstellung stößt auf keinerlei Schwierigkeiten. Wir haben derartige Schwinger für die Frequenzen zwischen 30 pro Sekunde und einigen 1000 pro Sekunde aus Siemens-Martinstahl und Chromnickelstahl hergestellt. Sie wurden durch Elektromagneten, welche mit sinusförmigem Wechselstrom in kontinuierlich langsam veränderter Frequenz erregt wurden, zum Schwingen gebracht und auf das Auftreten von Oberschwingungen durch Abhören geprüft[1]).

Die folgende Tabelle enthält die Ausmaße (nach den Bezeichnungen der Fig. 5 in mm) für 5 verschiedene Schwinger, welche sämtlich auf die Frequenz $n = 1050$ in der Sekunde abgestimmt waren. Die Dämpfung nimmt für ein bestimmtes Material mit wachsender Differenz $r_2 - r_1$ ab. Die Dämpfung ist auch beeinflußt durch die Eigenschaften des Materials, wie man sich durch Anschlagen eines Schwingers aus Aluminium oder eines Schwingers aus Hartgummi überzeugen kann.

r_1	r_2	r_3	d	h
10	30	50	0,8	20
10	40	60	1,25	20
15	25	60	0,5	20
15	20	60	0,25	20
15	35	55	0,9	20

Die Frequenz des Schwingers ergibt sich in bekannter Weise aus der schwingenden Masse M_1, der Ringmasse M_2 und der Direktionskraft C (Kraft bei der Ausweichung um die Längeneinheit) zu

$$\omega^2 = C\left(\frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2}\right),$$

worin ω wie gewöhnlich die Kreisfrequenz bezeichnet. Für nicht sehr weit von 1 verschiedene Werte des Verhältnisses $\frac{r_1}{r_2}$ läßt sich die Direktionskraft in erster Annäherung berechnen, indem man den federnden Teil des Schwingers als Blattfeder von der Länge $r_2 - r_1$, der Dicke d und der Breite $\pi\,(r_1 + r_2)$ betrachtet, deren Ende einerseits fest eingespannt, andrerseits im Endquerschnitt parallel der Ruhelage geführt wird. Bei endlicher Größe der Masse M_2 führt natürlich auch diese Schwingungen um den mit der Masse M_1 gemeinsamen Schwerpunkt aus, wobei sich die von diesem Schwerpunkt aus gemessenen Amplituden umgekehrt wie die Massen verhalten. Es ist daher bei dem Gebrauch der Schwinger notwendig, auf die Befestigung des äußeren Ringes zu achten. Ist dieser starr eingespannt oder mit einer andern Masse fest verschraubt, so tritt eine Verkleinerung der Frequenz gegenüber dem frei schwingenden System ein, welche allerdings sehr unbedeutend ist. Bei allen Schwingern, deren Ringmasse an sich schon sehr groß gegenüber M_1 gehalten ist. Bei kleinen Schwingern genügt es, den Ring lose zwischen Daumen und den gespreizten andern vier Fingern der Hand zu halten, um eine genügend nachgiebige freie Lage des Schwingers zu gewinnen. Es wird lediglich die Dämpfung etwas vermehrt gegenüber einer wirklich nachgiebigen Aufhängung. Eine solche erhält man leicht durch Aufhängen an einer Drahtschlinge oder durch Auflegen des Schwingers auf eine aus drei gebogenen Blattfedern bestehende Unterlage. In der letzteren Anordnung läßt sich sehr schön mittels aufgestreuten Sandes die völlige Freiheit von Oberschwingungen zeigen: es tritt nur eine einzige kreisförmige Knotenlinie hervor. Die zunächst gegenüber der Stimmgabel nachteilig erscheinenden Schwingungen des äußeren Ringes sind für die meisten technischen Anwendungen sehr wertvoll, weil sie es ermöglichen, die Bewegungen der schwingenden Masse in jedem gewünschten Maße verkleinert auf andere gekoppelte Systeme zu übertragen. Man kann natürlich auch die zentrale Masse größer machen als die Ringmasse oder sie überhaupt durch starre Befestigung an einer sehr großen Masse festlegen. Dann dient die Ringmasse als schwingende Masse (vgl. Fig. 6).

Die Dämpfung frei aufgehängter Schwinger ist bei kleinen handlichen Ausführungen etwas größer als die der gewöhnlichen Stimmgabeln auf Resonanzkästen. Wir haben Messungen des Schwingungsdekrementes für einen ziemlich stark gedämpften Schwinger aus Siemens-Martinstahl und zum Vergleich für eine Stimmgabel ausgeführt, indem wir die von einem Telephon aufgenommenen Schwingungen mittels eines Dreiröhrenverstärkers vergrößert dem Oszillographen zuführten. Die Ausmessung der Oszillogramme[1]) ergab für den Schwinger das

1) Es wird hier also durch räumliche Trennung des Trägers der kinetischen Energie der Schwingung von dem der potentiellen Energie der analoge Schritt getan, wie seinerzeit in der Entwicklung der drahtlosen Telegraphie, als man die Selbstinduktion und Kapazität des Antennengebildes räumlich zu trennen suchte.

1) Die Oszillogramme sind an der unter 1 zitierten Stelle, S. 140, wiedergegeben.

Dekrement $5 \cdot 10^{-4}$, für die Stimmgabel das Dekrement $1 \cdot 10^{-4}$.

Aus den bisher beschriebenen schwingungsfähigen Gebilden einfachster Art, welche wir als Elementarschwinger bezeichnen wollen, haben wir nun verschiedene Anordnungen zusammengebaut, welche bestimmten Anwendungen angepaßt sind. Es war natürlich erwünscht, die Schwinger in kontinuierlicher Erregung benutzen zu können. Das kann in einfachster Weise geschehen, indem man einen Elementarschwinger, am Rande unterstützt durch einen nachgiebigen Gummiring, auf eine Grundplatte legt, welche in der Mitte einen kleinen Elektromagneten nach Art eines Telephonmagneten trägt. Führt man den Windungen dieses Elektromagneten Wechselströme von einer Wechselstromsirene oder bequemer von einem Röhrensender[1]) zu, so läßt sich der Schwinger bei Resonanz bequem zu erheblicher Lautstärke anregen. Mit einer andern jetzt zu beschreibenden Anordnung bezweckten wir, bei etwas besser definierten Frequenz- und Dämpfungsverhältnissen (ohne Benutzung eines Röhrensenders) die kontinuierliche Erregung zu erhalten; die Anordnung ist in folgender Weise gestaltet (vgl. Fig. 7). Der eigentlich tönende Schwinger besteht aus den fest miteinander verschraubten Massen M_1 und M_2, welche durch die federnden Teile E_1, E_2 mit den Massen M_3, M_4, M_5, M_6 verbunden sind. Die letzteren sind wiederum durch zwei federnde Teile mit den Massen M_7, M_8, M_9 nachgiebig verbunden, wobei die Federung jetzt so schwach gewählt ist, daß die Schwingungen in der Richtung der Rotationsachse nicht im mindesten behindert werden und die Federung nur sehr wenig zur Frequenz des eigentlich tönenden Teiles beiträgt. Die Federn sind andererseits hinreichend stark, um den Schwinger zu tragen. In dieser Form kann der Schwinger unbedenklich auf den Tisch gestellt werden, ohne daß eine störende Zunahme der Dämpfung in Kauf genommen werden müßte. Der eigentlich tönende Teil ist mit den übrigen Teilen nur durch drei Schrauben fest verbunden und kann leicht gegen einen Schwinger von anderer Frequenz ausgewechselt werden. Eine stufenweise Änderung der Frequenz läßt sich auch durch Aufschrauben von zusätzlichen Massen in der Mitte des Schwingers bewirken. Während des Schwingens bewegen sich die beiden ineinander federnd gelagerten Massen gegeneinander. Da sie etwa im Verhältnis 1 : 10 gewählt sind, so liegt die Schwingungsenergie zu etwa 90 Proz. in der kleineren Masse.

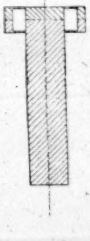


Fig. 6.

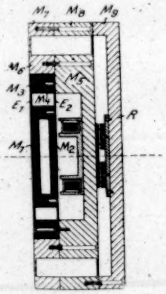


Fig. 7.

Um den Schwinger anzuregen, sitzt auf der Masse M_5 ein Magnetsystem. Dieses kann wie beim Telephon aus einem permanenten Magneten mit entsprechenden Spulen bestehen. Als zweckmäßig hat sich eine Anregungsform ergeben, wie sie aus der Fig. 7 erkennbar ist. Die Magnetisierung wird hier durch einen Gleichstrom bewirkt, dem ein Wechselstrom überlagert ist. Wird dieses Magnetsystem mit Wechselstrom beschickt, so gibt der Schwinger bei Resonanz einen kräftigen, rein sinusförmigen Ton. Durch ein mit dem Schwinger verbundenes Mikrophon kann aber auch nach einer der bekannten Summerschaltungen Selbsterregung des Schwingers bewirkt werden. Wir haben zu diesem Zweck ein Mikrophon auf die Rückwand R aufgebracht. Die Masse M_5 trägt dabei die Kohlenmembran und die Kohlekörner befinden sich also zwischen einem bewegten und einem stehenden Teil. Auch ein sogenanntes Schüttelmikrophon kann verwendet werden. Bei der Größe der mit M_5 verbundenen Massen und ihrer relativ kleinen Amplitude wird die Dämpfung des Schwingers durch den Betrieb des Mikrophons nicht unnötig vergrößert, die Frequenz kaum merklich beeinflußt[1]).

Statt der Anregung durch ein Mikrophon haben wir auch die Selbsterregung durch einen Satz von Verstärkerröhren bewirkt, welche mit Induktionsströmen aus einer kleinen Spule gespeist wurden, in der sie durch die Bewegung der Schwingermasse selbst erzeugt waren. Die Fig. 8 zeigt diese Anordnung. Der Elemen-

1) Wenn es sich um präzise Festlegung der Frequenz handelt, kann als Röhrensender zum Beispiel der von E. Grüneisen u. E. Merkel in der Zeitschr. f. Phys. **2**, 277—296, 1920 beschriebene, benutzt werden.

1) Die Anordnung kann auch dazu benutzt werden, um aus einer durch die bewegte Schwingermasse induzierten Wicklung einen sinusförmigen Wechselstrom von gut definierter Frequenz zu entnehmen.

tarschwinger ist wiederum auswechselbar, dicht vor den Polen von 2 kleinen Telephonmagnetsystemen gelagert, von denen das eine die induzierten Ströme erzeugt, während das andere, mit dem verstärkten Induktionsstrom gespeist, die Bewegung des Schwingers unterhält. Man kann in einfacher Weise durch Schwächen des Verstärkungsgrades — Verringerung der Rückkoppelung — einen Schwinger mit einer Dämpfung herstellen, deren Dekrement jeden beliebigen kleineren Wert unterhalb des Dekrements des freien Schwingers erreicht.

Das durch Rückkoppelung elektromagnetisch erregte Schwingersystem läßt sich leicht so ausgestalten, daß innerhalb gewisser Grenzen eine stetige und meßbare Änderung der Frequenz vorgenommen werden kann. Man befestigt zu diesem Zweck auf dem mit der Schwingungsrichtung vertikal liegenden Schwinger ein Gefäß (vgl. Fig. 8), in welchem man

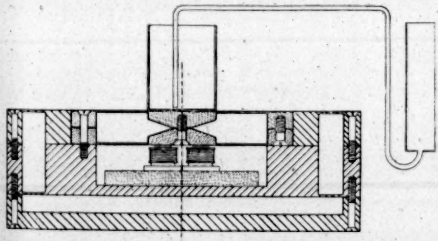


Fig. 8.

durch Einfließenlassen von Wasser die schwingende Masse kontinuierlich verändert[1]).

Endlich mag noch eine Anordnung erwähnt werden, welche sich vielleicht als Normalschallquelle für Messungen in abgeschlossenen Räumen eignet, da bei ihr in besonders gut reproduzierbarer Weise der Zusammenhang zwischen der Schallamplitude in Luft und der Amplitude der schwingenden festen Körper festgelegt ist. Die Anordnung (vgl. Fig. 9) besteht aus zwei genau gleichen Elementarschwingern, welche beiderseits mit einem Mittelstück verschraubt sind. Das Mittelstück trägt an beiden Seiten in möglichst genau gleichen Abständen von den Schwingern je einen kleinen Elektromagneten zur Anregung der Schwinger. Der Luftraum, welcher von den beiden Schwingern eingeschlossen wird, ist mit einem Rohranschluß versehen, mittels

1) Diese Anordnung kann mit Vorteil zur Untersuchung der Ohrempfindlichkeit dienen.

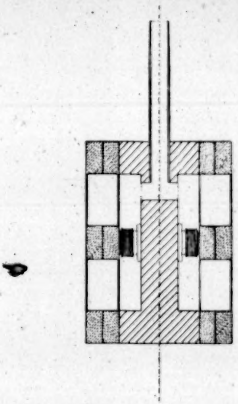


Fig. 9.

dessen die Schallenergie beliebigen geschlossenen Räumen zugeführt werden[1]) kann. Wegen der Symmetrie der Anordnung bleibt das Mittelstück während des Schwingens vollkommen in Ruhe, so daß es ohne Einfluß für die Dämpfung und die Frequenz beliebig befestigt oder auf den Tisch gelegt werden kann[2]).

1) Diese Anordnung läßt sich ebenfalls für den unter 1 genannten Zweck verwenden.

2) Mittels der beschriebenen Anordnungen als Schallquellen kann bei kontinuierlicher Erregung leicht eine Reihe von Versuchen aus der Akustik vorgeführt werden (Schwebungen, Kombinationstöne, Doppler-Effekt, stehende Wellen, Interferenz von Wellen u. a. m.).

Physikalisch-chemisches Laboratorium der Siemens & Halske Akt.-Ges., Sept. 1921.

Hans Reichenbach, Bericht über eine Axiomatik der Einsteinschen Raum-Zeit-Lehre.

Eine Klärung der Grundbegriffe der Relativitätstheorie ist nur dadurch möglich, daß die Lehren der Theorie in axiomatischer Form dargestellt werden. Die Axiome enthalten dann diejenigen fundamentalen Tatsachen, deren Bestehen der Theorie Existenzberechtigung verleiht; sie sind prinzipiell empirische Behauptungen, die also durch das Experiment nachgeprüft werden können. Zu ihnen treten die Definitionen, aus denen der begriffliche Gehalt der Theorie aufgebaut wird. Im Gegensatz zu den Axiomen sind sie willkürliche Gedanken-

bildungen, die grundsätzlich weder empirisch bestätigt noch widerlegt werden können. Nur logische Forderungen sind an sie zu stellen; denn ihre Willkür ist, damit ein wissenschaftlich zweckmäßiges System entsteht, gewissen Einschränkungen unterworfen. Vor allem müssen sie eindeutig sein; aber darüber hinaus müssen sie zu einem wissenschaftlichen System von gewissen Einfachheits-Eigenschaften führen. Daß sie diese Forderung erfüllen, liegt nicht an ihrer Form allein, sondern vor allem an der Geltung der Axiome; die in diesen niedergelegten Tatsachen ermöglichen erst die Vorzugseigenschaften des gebildeten Begriffssystems. Durch die systematische Ableitung aller Sätze der Theorie aus den Definitionen und Axiomen „ordine geometrico" wird deshalb zweierlei geleistet: einmal die Aufdeckung derjenigen Tatsächlichkeiten, ohne welche die Theorie nicht bestehen kann, mit deren Geltung sie aber auch vollständig bewiesen ist, und andererseits die Aufdeckung der logischen Struktur, welche der Theorie ihre Existenzberechtigung als einer wissenschaftlichen Theorie gibt.

Die Axiome zerfallen in 2 Klassen: Lichtaxiome (I—V) und Materialaxiome (VI—X). Die ersteren sind Behauptungen allein über die physikalischen Eigenschaften des Lichtes, ohne jede Beziehung zu materiellen Gebilden. Es wird gezeigt werden, daß allein auf diese Axiome eine vollständige Raum-Zeit-Lehre aufgebaut werden kann. Die Materialaxiome besagen die Identität der so entwickelten „Lichtgeometrie" mit der Raum-Zeit-Lehre der starren Maßstäbe und Uhren. Es darf als wichtigstes Resultat dieser Untersuchung aufgefaßt werden, daß diese Trennung möglich ist, daß also auch ohne die Geltung der Materialaxiome, deren empirische Bestätigung noch nicht restlos durchgeführt werden konnte, die Relativitätstheorie eine gültige und vollständige physikalische Theorie ist.

Wir entwickeln die Axiome zunächst für die spezielle Relativitätstheorie. Über die Ausdehnung auf die allgemeine Theorie berichten wir zum Schluß[1]).

1. Axiome der Zeitfolge. Zunächst ist die Zeitfolge in einem Punkt zu definieren. Ein Lichtsignal werde von einem Punkt A fortgeschickt, an einem beliebigen Punkt B (der auch bewegt sein darf) reflektiert und kehre nach A zurück.

Definition 1. Der Abgang des Signals in A heißt „früher" (geschrieben $<$) als die Rückkehr nach A.

Damit ist das zeitliche Nacheinander in demselben Punkt definiert. Die Bestimmung der „Gleichzeitigkeit in demselben Punkt" wird dabei als möglich vorausgesetzt; sie ist ein philosophisches Problem für sich und soll hier nicht untersucht werden. Zu der Definition des Nacheinander müssen 5 Axiome treten, damit sie eindeutig wird und eine kontinuierliche unendliche Zeitreihe für den Punkt definiert. Die wichtigsten unter diesen Axiomen lauten:

Axiom Ia. Ist das Ereignis $E_1 < E_2$, so gibt es keinen Signalzug derart, daß $E_1 > E_2$ wird.

Axiom Ib. Zu irgend zwei Ereignissen $E_1 E_2$ in A gibt es stets einen Signalzug derart, daß entweder $E_1 < E_2$ oder $E_1 > E_2$ wird.

Axiom Ic. Zu jedem Ereignis E läßt sich ein Ereignis E_1 und ein Ereignis E_2 herstellen, derart, daß $E_1 < E < E_2$.

Die Übertragung der Zeitfolge auf einen anderen Punkt geschieht durch Lichtsignale. Da in dem anderen Punkt die Zeitfolge nach obigem Verfahren definiert ist, muß folgendes Axiom hinzutreten:

Axiom II. Werden zwei Lichtsignale von A nach B gesandt, so ist die Zeitfolge ihrer Abgangszeiten in A dieselbe wie die Zeitfolge ihrer Ankunftszeiten in B.

Dieses Axiom gilt auch für zueinander bewegte Punkte.

2. Axiome des Zeitvergleichs. Es muß jetzt eine „Systemzeit" definiert werden. Dann muß zuvor definiert sein, was zueinander ruhende Punkte sind. Wir führen den Hilfsbegriff „Uhr" ein, der jedoch gar nichts über materielle Uhren aussagt, insbesondere für jede ganz beliebige zeitliche Metrik gilt.

Definition 2. Uhr ist jeder Mechanismus, der die Ereignisse in einem Punkt in der Ordnung der Zeitfolge den reellen Zahlen zuordnet.

Definition 3. Man wähle in A einen beliebigen Uhrablauf als Maß gleicher Zeiten. Man suche alle diejenigen (irgendwie bewegten) Punkte P, die (nach diesem Uhrablauf gemessen) fortwährend einen für jedes P konstanten Wert der Signalzeit APA ergeben. Dieses Punktsystem heißt ein „auf A bezogenes System".

Axiom III. Es ist möglich, den Uhrablauf in A so zu wählen, daß das entstehende auf A bezogene Punktsystem für jeden seiner Punkte ein bezogenes System ist.

Definition 4. Ein System nach Axiom III heißt „Normalsystem"; eine danach eingestellte Uhr heißt „Normaluhr".

Das so bestimmte Punktsystem ist noch nicht eindeutig festgelegt; es bleibt noch eine

1) Eine ausführliche Veröffentlichung der ganzen Untersuchung wird später erfolgen.

lineare Dehnung möglich, bei der jeder Punkt sich radial von A fortbewegt mit einer konstanten Geschwindigkeit, die seinem Abstand von A zur Zeit $t = 0$ proportional ist. Die zeitliche Metrik ist dementsprechend noch nicht bis auf eine lineare Funktion festgelegt, wie es die Gleichförmigkeit verlangt, sondern es bleibt noch eine logarithmische Funktion dieser Zeit möglich. Das wird ausgeschlossen, wenn man Axiom V hinzunimmt; wir werden dies in Definition 7 vollziehen. Vorläufig machen wir jedoch von dieser weiteren Einschränkung noch keinen Gebrauch; im folgenden sind unter Uhren zunächst Normaluhren nach Definition 4 zu verstehen.

Die Einstellung aller Uhren innerhalb eines Normalsystems geschieht durch die Einsteinsche Definition des Synchronismus:

Definition 5. Ein Signal werde in A zur Zeit t_1 weggeschickt und kehre, in B reflektiert, zur Zeit t_3 nach A zurück; dann erhält der Zeitpunkt des Eintreffens in B die Zeitzahl

$$t_2 = \frac{t_1 + t_3}{2}.$$

In einem Normalsystem ist der Synchronismus symmetrisch, d. h. wenn A synchron B, ist auch B synchron A.

Axiom IV. Werden von einem Punkt A eines Normalsystems zwei Lichtsignale um einen geschlossenen Dreiecksweg $ABCA$ gleichzeitig in entgegengesetztem Sinne geschickt, so kehren sie gleichzeitig zurück[1].

Erst jetzt läßt sich ableiten, daß alle nach Definition 5 eingestellten Uhren auch untereinander synchron sind, daß der definierte Synchronismus nicht bloß symmetrisch, sondern auch transitiv ist. (Ich nenne diese Doppeleigenschaft „substitutiv".) Hierin liegt eine Vorzugseigenschaft der Einsteinschen Zeitlehre. Sie ist allein auf die einfachen Erfahrungstatsachen der Axiome II, III, IV begründet.

3. Metrisches Axiom. Wir definieren gerade Linien durch Lichtstrahlen und die Streckengleichheit durch

Definition 6. Werden zwei Signale gleichzeitig von A längs der Wege ABA und ACA geschickt, und kehren sie gleichzeitig nach A zurück, so heißt $AB = AC$.

Axiom V. Es ist möglich, das auf A bezogene Normalsystem so zu wählen, daß die definierte Metrik euklidisch wird.

Definition 7. Ein System nach Axiom III, IV, V heißt Inertialsystem, die Punkte eines solchen Systems heißen „zueinander ruhend", die zugehörige Normalzeit heißt gleichförmig.

Es läßt sich beweisen, daß diese Definition eindeutig ist. Damit sind zueinander ruhende Punkte ohne Benutzung starrer Verbindungen definiert; es ist eine „Lichtstarrheit" festgelegt. Ebenso ist die gleichförmige Zeit durch die Lichtbewegung bestimmt, ohne Benutzung materieller Mechanismen. Es geschieht dies ähnlich wie bei der Einsteinschen Lichtuhr, nur war diese Lichtuhr noch auf den starren Körper basiert.

Aus den Definitionen 5 und 6 und den Axiomen II—IV folgt, daß die Lichtgeschwindigkeit eine Systemkonstante ist. Das Prinzip der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit ist also auch lichtgeometrisch keine bloße Definition, sondern beruht auf gewissen Erfahrungstatsachen. Soll es auch für die Metrik starrer Maßstäbe gelten, so muß das Materialaxiom VII hinzutreten.

4. Die Lorentz-Transformation. Die Transformation bezieht sich auf gleichförmig bewegte Systeme, sie sind definiert durch

Definition 8. Ein Punktsystem K' bewegt sich gleichförmig gegen ein System K, wenn alle Punkte von K', von K beurteilt, in gleichen Zeiten gleiche und gleichgerichtete Wege zurücklegen.

Es muß angenommen werden, daß auch in K' die Axiome I gelten. Dann läßt sich zeigen, daß in K' die Axiome II—V gelten. Es ist also auch K' ein System in sich ruhender Punkte, und es läßt sich auch zeigen, daß sich umgekehrt K gleichförmig gegen K' bewegt. Die Übertragung der Längen- und Zeiteinheit vermitteln folgende Definitionen:

Definition 9. Die Länge der in K' ruhenden Einheit, gemessen in K, soll gleich sein der Länge der in K ruhenden Einheit, gemessen in K'.

Definition 10. Die Zeiteinheit in K' ist so zu wählen, daß die Lichtgeschwindigkeit, bezogen auf die nach Definition 9 übertragene Längeneinheit, in K' denselben Zahlwert erhält wie in K.

Damit läßt sich die Lorentz-Transformation ableiten. Sie enthält also, lichtgeometrisch aufgefaßt, überhaupt kein besonderes Axiom. Bezieht man sie auf starre Maßstäbe und Uhren, so enthält sie die Materialaxiome VI—X.

5. Die Materialaxiome. Ganz unabhängig von aller Metrik lassen sich „starre Körper" und „natürliche Uhren" definieren. Sie sind gegeben durch das Verhalten materieller Gebilde, wenn die Einflüsse der Umgebung in der

1) Auf die Bedeutung dieses Axioms für den Synchronismus ist von Einstein schon in seinen Vorlesungen hingewiesen worden.

Grenze Null werden[1]). Die durch sie definierte Raum-Zeit-Metrik wird durch folgende Axiome in Verbindung gebracht mit der Lichtgeometrie:

Axiom VI. Zueinander ruhende Punkte (nach Definition 7) lassen sich durch starre Stäbe verbinden.

Axiom VII. Gleiche Strecken nach Definition 6 sind in Inertialsystemen auch in starren Maßstäben gemessen gleich.

Axiom VIII. Die durch starre Stäbe in ein gleichförmig bewegtes Inertialsystem K' transportierte Einheit ist gleich der nach Definition 9 übertragenen.

Axiom IX. Die natürliche Uhr läuft gleichförmig.

Axiom X. Die durch natürliche Uhren in ein gleichförmig bewegtes Intertialsystem K' transportierte Zeiteinheit ist gleich der nach Definition 10 übertragenen.

Durch diese Axiome wird die Identität der „natürlichen Metrik" mit der Lichtgeometrie vollständig festgelegt. Zu ihrer empirischen Bestätigung ist zu bemerken:

Axiom VI und IX werden kaum bestritten werden. Daß es ein System gibt, in dem VII gilt, wird ebenfalls nicht bestritten; daß dieses Axiom aber in allen gleichförmig bewegten Systemen gilt, ist eine unmittelbare Folgerung aus dem Michelson-Versuch. Es handelt sich dabei gar nicht um eine mögliche Interpretation dieses Versuchs, sondern lediglich um die Wiedergabe des beobachteten Tatbestandes; die Interpretation — die Konstanz der Lichtgeschwindigkeit innerhalb jedes Systems — vollziehen erst die Definitionen auf Grund der anderen Axiome. Axiom VIII ist noch nicht experimentell sichergestellt; aus dem Michelson-Versuch folgt nur, daß die transportierten Maßstäbe auch in K' nach Definition 6 untereinander gleich sind. Würde aber VIII nicht gelten, so würde trotz der Geltung von VII in allen Systemen ein System bevorzugt sein; dies erscheint unwahrscheinlich. Axiom X enthält die zweite Aussage des Prinzips der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit, daß nämlich die Systemkonstante c in allen Systemen denselben Zahlwert hat; dieses Axiom ist experimentell noch nicht hinreichend bestätigt. Wichtig hierfür wäre eine Untersuchung des transversalen Dopplereffektes an Kanalstrahlen.

Die Verfolgung der sämtlichen genannten Axiome in der allgemeinen Relativitätstheorie läßt sich im Rahmen dieses kurzen Vortrags nicht durchführen. Wesentlich ist, daß mit der Maßbestimmung der speziellen Theorie auch die der allgemeinen festgelegt ist. Von den Resultaten sei mitgeteilt:

a) Im statischen Gravitationsfeld gelten Axiom I—IV, VI, IX. Es gibt dort eine gleichförmige Zeit, und der Synchronismus nach Definition 5 ist substitutiv. Die Zeit unterscheidet sich hier noch fast gar nicht von der Zeit der Inertialsysteme, es fehlt nur die Übertragbarkeit der Längen- und Zeiteinheit durch starre Maßstäbe und Uhren.

b) Im stationären Gravitationsfeld (z. B. rotierende Scheibe) gelten I—III, VI, IX. Auch hier gibt es noch eine gleichförmige Zeit, jedoch ist der Synchronismus nicht mehr substitutiv, nur noch symmetrisch. Erst damit fällt die wichtigste Eigenschaft der Gleichzeitigkeit.

c) In beliebigen Gravitationsfeldern gelten immer noch die Axiome I und II, wenn man sie auf solche Punkte beschränkt, die durch reale Massenpunkte dargestellt werden können. Hierin spricht sich der Grenzcharakter der Lichtgeschwindigkeit auch für beliebige Gravitationsfelder aus; das Licht bleibt der rascheste Bote. Auch in beliebigen Gravitationsfeldern darf deshalb unter Zeitfolge derselbe anschauliche Ablauf, nur ohne alle Metrik und substitutive Gleichzeitigkeit verstanden werden, der bisher darunter verstanden wurde. Er bedeutet noch eine Besonderheit der Koordinatenwahl, die jedoch immer durchführbar ist. Ein Zwang zu dieser einfachen anschaulichen Vorstellung besteht jedoch nicht.

Diskussion.

Lohr: Der Herr Vortragende hat zur Festlegung relativ ruhender Punkte mit gleichen Zeitintervallen operiert. Was soll man unter gleichen Zeitintervallen in einem Punkte verstehen, da doch eine Uhr (periodischer Vorgang) nicht vorausgesetzt wird?

Reichenbach: Zunächst ist eine Uhr von ganz beliebiger Metrik anzunehmen; sie soll die Gleichheit der Zeitstrecken vorläufig definieren. Durch die Forderung, daß das entstehende Punktsystem für jeden seiner Punkte ein bezogenes System werden soll (Axiom III), wird aber die Metrik weitgehend eingeschränkt; diese Forderung ist eben bei beliebiger Metrik nicht realisierbar. Mit Hinzutreten von Axiom V ist dann die Einschränkung so weit vorgeschritten, daß die Metrik nur bis auf eine lineare Funktion willkürlich bleibt, d. h. daß die Zeit gleichförmig ist.

Richter: Wenn der Vortragende seine Erwägungen als geltend annimmt, sowohl für die

1) Eine ausführliche Begründung hierfür enthält die spätere Veröffentlichung.

ideale Mathematik, als auch für die Welt der Wirklichkeit, so muß er zeigen, wo es einen mathematischen Punkt (A oder B) in der Wirklichkeit gibt, und wie er sich in der Wirklichkeit einen mathematischen Punkt denkt. Der mathematische Punkt ist verschieden von der Wirklichkeit.

Reichenbach: In der Wirklichkeit gibt es nur Annäherungen. Das ist stets so und gilt nicht nur für das hier Vorgetragene.

Richter: Ebenso muß er vormachen, wie er in der Wirklichkeit eine mathematisch genaue mittlere Stellung zwischen den beiden Punkten A und B zur Beobachtung einnehmen will. Die Denkfähigkeit solcher Dinge stimmt nicht mit der möglichen Ausführung überein. Auch hier läuft die ganze Frage der Einsteinschen Theorie auf die Lösung der Erkenntnisfrage, auf die Relation zwischen Subjekt und Objekt hinaus. Sonst ist es nicht möglich, eine mittlere Stellung zwischen A und B einzunehmen. Wie will er das in der Wirklichkeit tun?

Reichenbach: Was gleiche Strecken sind, wurde von mir exakt definiert, mit Subjekt und Objekt hat das nichts zu tun. Richtig ist, daß die Möglichkeit einer näherungsweisen Erkenntnis ein philosophisches Problem bleibt. Sie mögen es ein Axiom nennen; aber dieses Axiom steht über der ganzen Physik, und darum habe ich es nicht besonders erwähnt.

Richter: Dann wird in der Wirklichkeit immer nur von einer idealen Welt gesprochen. (Man vergleiche hierzu meine Arbeit über: Entwicklung der Begriffe von Kraft, Stoff, Raum, Zeit durch die Philosophie mit Lösung des Einsteinschen Problems. Leipzig, Otto Hillmann, 1921.)

Frank: Zu den Axiomen des Herrn Vortragenden muß noch das Relativitätsprinzip hinzutreten, um die Relativitätstheorie abzuleiten. Wenn man aber dieses annimmt, so folgen die Axiome des Herrn Vortragenden zum Teil daraus.

Reichenbach: In der Tat folgt aus den genannten Axiomen nur die Maßgesetzlichkeit der Relativitätstheorie, nicht die Kovarianz aller Naturgesetze; aber dies stand hier nicht zum Problem. Man kann auch die Einsteinsche Darstellung in gewissem Sinne axiomatisch nennen, denn Einstein setzt ja die beiden Forderungen: Relativitätsprinzip und Konstanz der Lichtgeschwindigkeit, an die Spitze. Aber dies sind sehr allgemeine Formulierungen. Es kommt gerade darauf an, zu analysieren, in welche Einzelbehauptungen sie zerfallen. Die vorgetragene Untersuchung zeigt, daß nur ein Teil der Einzelbehauptungen Relativität axiomatisch voraussetzt (nämlich Axiom VIII und X), daß ein zweiter Teil sie nur definiert (Definition 9 und 10), und ein dritter Teil mit ihr nichts zu tun hat. Nur auf diesem analytischen Wege gelangt man über unscharfe Allgemeinbehauptungen hinaus zu einem Minimum von Voraussetzungen, und erst so wird die Grundlage einer exakten Kritik geschaffen.

Stuttgart, Physikal. Institut der Technischen Hochschule, September 1921.

BESPRECHUNGEN.

M. Centnerszwer, Das Radium und die Radioaktivität. 2. Auflage. (Aus Natur und Geisteswelt 405.) Leipzig, B. G. Teubner. 1921. M. 1.50 u. Teuerungszuschlag.

Das Büchlein ist bestimmt, dem Nichtphysiker einen Begriff von den Eigenschaften und dem Wesen der Radioaktivität zu vermitteln. Es erfüllt seinen Zweck vollständig, solange es sich darum handelt, die verschiedenen Tatsachen über das Radium und seine Strahlen dem Leser bekannt zu geben. Er bekommt einen tiefen Einblick in die Reichhaltigkeit der radioaktiven Erscheinungen, in die Fülle der neuen Gesichtspunkte, die sich hier dem Forscher enthüllen.

Weniger glücklich ist der Verfasser da, wo er versucht, das Verständnis für diese Tatsachen zu wecken. Schon daß für den radioaktiven Zerfall das alte Atommodell von J. J. Thomson zugrunde gelegt wird, ist verfehlt. Wohl wird an einer Stelle (S. 68) vom Alpha-Strahl als einem Heliumkern gesprochen, aber es wird nicht scharf unterschieden zwischen Eigenschaften des Kerns und Vorgängen in der Elektronenhülle. So ist es möglich, daß der radioaktive Zerfall als eine chemische Umwandlung bezeichnet wird (S. 71. 106). Auch die Lehre von den Isotopen ist nicht überall konsequent durchgeführt, so z. B. soll die Stellung der *ThEm* im periodischen System noch nicht sicher feststehen (S. 94).

Anzuerkennen ist das Kapitel, wo der Verfasser von der historischen Entwicklung der Radioaktivität spricht. Der Leser bekommt einen guten Begriff von den enormen Schwierigkeiten, die am Anfang zu überwinden waren, sowie von den vielen neuen Erscheinungen, die aus diesem Wissensgebiet hervorgingen. E. Stahel.

W. Bein, Das chemische Element, seine Wandlung und sein Bau als Ergebnis wissenschaftlicher Forschung. gr. 8°. VIII u. 360 S. Mit 39 Fig. Berlin und Leipzig, Vereinigung wissenschaftlicher Verleger. 1920. Geh. M. 45.—, geb. M. 53.—

Ein gewaltiges Tatsachenmaterial und eine Unmenge von Literaturnachweisen zu jedem Kapitel ist in diesem Werk zusammengetragen. Jeder Ab-

schnitt ist für sich bis zur neuesten Zeit entwickelt. Die große Arbeit, ein solches Material zusammenzutragen, sei nicht unterschätzt. Hingegen ist mit dem Werk weder dem Fachmann noch dem Nichtfachmann gedient. Zu einem solchen Unternehmen ist die erste Voraussetzung, die vollständige Beherrschung aller behandelten Kapitel, was hier nicht zutrifft. Abschnitt 1, 2 und 3 will ich in dieser Hinsicht nicht angreifen. Hingegen ist das Kapitel „Die materiellen Eigenschaften der Elektrizität und der andern Energien" paragraphenweise einfach nicht akzeptierbar. Es mögen einige kurze Proben meine Behauptung stützen:

§ 32, S. 57. Sie (die Elektrizität) ist anzusehen als ein chemischer Stoff, als solcher ist sie atomistisch gegliedert. Ihre Atome sind von bestimmter Masse, Trägheit und Energie und sind fähig, sich mit chemischen Atomen zu verbinden.

§ 33, S. 61. Das Elektron ist, wie viele chemische Stoffe weit verbreitet, vor allem auf der Sonne.

§ 35, S. 63/64. Nach Faraday bilden die von dem Körper ausgehenden Kraftlinien das Band zwischen Körperelektronen und Elektronen der Umgebung. Bewegt sich nun der Körper, so wandern die Kraftlinien zwangsläufig mit und es verschieben sich auch die Elektronen der Umgebung. Ändert sich die Geschwindigkeit der Elektronen im Körper, also ihre träge Masse (durch Änderung von Strom und Spannung), so ändert sich auch die träge Masse der Elektronen der Umgebung usw.

§ 36, S. 66. Zweifelhaft ist dabei (Bindung von Na mit einem Elektron), ob das Elektron als ein- oder zweiwertig aufzufassen ist (Rydberg 1906). Im letztern Falle wären die Metalle wie Oxyde oder Sulfide anzusehen, z. B. $Na = Na_2\epsilon$ (entsprechend Na_2S), denen sie auch vielfach gleichen (Metallglanz, Leitfähigkeit).

Der Abschnitt „Elementarquantum und Corpuscular-theorie" ist überladen und für den Stand der Forschung Ende 1920 als unklar zu bezeichnen, abgesehen von vielen Unstimmigkeiten.

§ 46. „Einiges Materielle über den Äther ist vom heutigen Standpunkt aus einfach abzulehnen."

Mein Eindruck ist der, daß der Verfasser viel zu weit ausgegriffen hat. Die Literaturangaben stehen in keinem Verhältnis zur wissenschaftlichen Einschätzung des Textes. Auf alle Fälle ist eine viel kritischere Auswahl im Anführen von Autoren am Platze.

Weit befriedigender dem Texte nach sind dann die 5 folgenden Abschnitte über radiologische Forschungen. Wieder wenig kritisch ist der letzte Abschnitt, betreffend die Forschungen über den Atombau. Insbesondere dürften hier die älteren Ringmodelle von Nicholson und ähnliches vollauf weggelassen werden.

Im Anhang vermißt man sehr eine ausführlichere Behandlung der Astonschen Arbeiten am Massenspektrographen. P. Frauenfelder.

G. Berndt, Physikalisches Wörterbuch (Teubners kleine Fachwörterbücher Bd. 5.) kl. 8°. IV, 200 S. Mit 81 Fig. Leipzig, B. G. Teubner. 1920. M. 4.—

Das Buch hat zum Zweck, dem Nichtfachmann ein handliches, knapp gefaßtes Nachschlagebuch zu geben, um sich kurz über die Bedeutung von Fachausdrücken zu orientieren. Vorausgesetzt ist Mittelschulbildung.

Der Stoff ist gut ausgewählt und bei dem kleinen Umfang des Werkchens sehr vollständig. Es sei jedem Nichtfachmann warm empfohlen.

P. Frauenfelder.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Jena der Abteilungsleiter bei der Firma Carl Zeiß für Mikrophotographie Dr. August Köhler.

Ernannt: Der Privatdozent für Chemie an der Universität Frankfurt a. M. Dr. Karl Fleischer zum Professor für Chemie an der Forstlichen Hochschule zu Hannoversch-Münden (an Stelle des ausgeschiedenen Dr. Siebert), der Privatdozent an der Universität Freiburg Dr. Walter Madelung zum a. o. Professor für Chemie an derselben Hochschule.

Gestorben: Der ord. Professor der Mathematik an der Universität Berlin Geh. Regierungsrat Dr. Amandus Schwarz, der Privatdozent an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Franz Staudinger, der frühere ord. Professor der Mathematik an der Universität Heidelberg Geheimer Rat Dr. Leo Königsberger, der frühere ord. Prof. der Mathematik an der Universität Erlangen Geh. Hofrat Dr. Max Nöther.

Angebote.

Wissenschaftliches Institut sucht

Mechaniker.

Zuschriften mit Referenzen und näheren Angaben erbeten unter **S. H. 588** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel), Leipzig, Königstraße 2.

Ingenieur oder Physiker

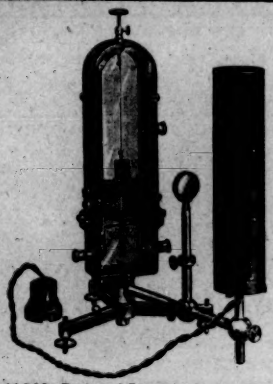
zur Leitung eines Laboratoriums für Metallprüfung

(technologische und chemische Abteilung) möglichst aus der elektrotechnischen Industrie gesucht. Bedingung: Gründliche Erfahrung auf obigen Gebieten. Erwünscht: Kenntnisse der Chemie und Metallographie. Bewerbungen mit ausführlichem Lebenslauf, Lichtbild, Gehaltsansprüchen und frühestem Eintrittstermin unter Aufgabe von Referenzen erbeten unter **S. H. 589** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel), Leipzig, Königstr. 2.

Für die Schriftleitung verantwortlich Dr. Erich Hückel in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig

Max Kohl A.G. Chemnitz

Volleingezahltes Kapital Mk. 2400000.



61392. Drehspul-Spiegelgalvanometer.

Physikalische Apparate

Funken-Induktoren
Ölluftpumpen
Experimentier-Schalttafeln
Projektions-Apparate
Laboratorienmöbel

In gediegener Ausführung.

Weltausstellung Brüssel 1910: 4 Grosse Preise; Turin 1911: 2 Grosse Preise; Dresden 1911: Grosser Preis.

Optische Anstalt

C. P. Goerz A.-G.

Abt. Scheinwerferbau

Leutzsch bei Leipzig

Projektionsapparate

•

Ablesefernrohre
mit
Autokollimation

Goerz-Bogenlampen
mit **erhöhter** Helligkeit für Projektion, Kinematographie, Mikroskopie, Reproduktions- und Aufnahme-Ateliers, Therapie usw.